
José Gerardo Vieira da Rocha

Microdetectores de Silício Baseados em Cintiladores para Radiografia Digital

Tese submetida na Universidade do
Minho para obtenção do grau de
Doutor em Electrónica Industrial.

Guimarães, 2003

Tese realizada sob a orientação científica do
Doutor José Higinio Correia, Professor Auxiliar
do Departamento de Electrónica Industrial da
Universidade do Minho.

A coisa mais incompreensível
acerca do Universo é que ele é
compreensível.

Albert Einstein

Conteúdo

Agradecimentos	ix
Lista de símbolos	xi
Lista de abreviaturas	xv
1 Introdução	1
1.1 Natureza dos raios-x	2
1.2 Radiografia convencional	3
1.3 Radiografia digital	3
1.4 Algumas aplicações da radiografia digital	5
1.5 Estado da arte na detecção de raios-x	6
1.5.1 Detectores de raios-x baseados no método directo	6
1.5.2 Detectores de raios-x baseados no método indirecto	8
1.6 Motivação: Microdetectores de silício baseados em cintiladores para radiografia digital	15
1.7 Organização da tese	16
Bibliografia	22
2 Produção e detecção de raios-x	23
2.1 Produção de raios-x	23
2.1.1 O tubo de raios-x	23
2.1.2 O sincrotrão	26
2.1.3 O <i>laser</i> de electrões livres	26
2.2 Interação dos raios-x com a matéria	27
2.2.1 Efeito fotoeléctrico	28
2.2.2 Efeito Compton	29
2.2.3 Produção de pares electrão-positrão	31
2.2.4 Outros processos de interacção entre os raios-x e a matéria	32
2.2.5 Secção eficaz total de absorção de fótons	33
2.3 Propriedades dos detectores de radiação	34

2.3.1	Resolução de energia	35
2.3.2	Resolução temporal	35
2.3.3	Resolução espacial	35
2.3.4	Eficiência na detecção	36
2.3.5	Proporcionalidade entre a energia incidente e o sinal de saída	36
2.3.6	Forma de onda do pulso de saída	36
2.4	Conclusão	36
	Bibliografia	39
3	Materiais cintiladores	41
3.1	Propriedades dos cintiladores	41
3.1.1	Eficiência da cintilação e resposta temporal	41
3.1.2	Resposta à variação da temperatura	43
3.1.3	Propriedades ópticas	44
3.1.4	Resistência à radiação	45
3.1.5	Densidade	45
3.1.6	Espectro de emissão	46
3.1.7	Outros parâmetros de interesse na escolha de um cintilador .	46
3.2	Aplicações de cintiladores	47
3.3	Mecanismo de cintilação	48
3.3.1	Absorção dos raios-x e criação de pares electrão-lacuna . . .	48
3.3.2	Produção de electrões, lacunas, fótons, plasmões e outras excitações electrónicas por relaxação dos electrões e lacunas primários	50
3.3.3	Termalização dos electrões e lacunas secundários	50
3.3.4	Transferência de energia dos electrões e lacunas termalizados para os centros de luminescência e sua excitação	51
3.3.5	Emissão de luz visível por parte dos centros de luminescência	52
3.3.6	Exemplos ilustrativos do mecanismo de cintilação	54
3.4	Tipos de cintiladores	54
3.4.1	Halogenetos	54
3.4.2	Óxidos	55
3.4.3	Calcogenetos	56
3.4.4	Vidros	56
3.5	Conclusão	58
	Bibliografia	60
4	Interfaces ópticos	61
4.1	Fundamentos da propagação das ondas electromagnéticas	61
4.1.1	Amplitude da onda	62
4.1.2	Polarização	63

4.1.3	Condições de fronteira	64
4.2	Propriedades de um conjunto empilhado de filmes finos	64
4.2.1	Caminho óptico	65
4.2.2	Equações na interface entre dois filmes	65
4.2.3	Coeficientes de transmissão e absorção	67
4.3	Propriedades ópticas dos materiais	67
4.4	Filtro anti-reflectivo	68
4.5	Revestimento reflector	69
4.6	Eficiência de um reflector que reveste um cintilador	70
4.7	Conclusão	71
	Bibliografia	72
5	Fotodetectores e electrónica de interface	73
5.1	Comparação do CMOS com outras tecnologias	73
5.1.1	Tecnologia bipolar	74
5.1.2	Tecnologia CCD	74
5.2	Fotodetectores em CMOS	75
5.2.1	Fotodíodos verticais	75
5.2.2	Fototransístor vertical	77
5.2.3	Comparação entre fotodíodos e fototransístores verticais	77
5.2.4	Dispositivos laterais, <i>photogates</i> e fotodíodos de avalanche	77
5.2.5	Ruído nos fotodetectores	78
5.2.6	Simulação da resposta espectral dos díodos verticais	84
5.3	Conversão analógica digital	87
5.3.1	Quantização	88
5.3.2	Modulação sigma-delta de primeira ordem	90
5.3.3	Decimação do sinal modulado	94
5.3.4	Aspectos práticos que influenciam o comportamento do modulador sigma-delta	98
5.3.5	Ruído associado ao sinal de entrada	101
5.3.6	Estabilidade do modulador de primeira ordem	102
5.4	Conclusão	103
	Bibliografia	106
6	Projecto e fabrico dos detectores de raios-x	107
6.1	Primeiro protótipo	107
6.1.1	Escolha do cristal cintilador	108
6.1.2	Projecto do fotodíodo	109
6.1.3	Eficiência da camada reflectora	109
6.1.4	Fabricação do fotodíodo e da cavidade	110
6.1.5	Colocação do cristal cintilador na cavidade	111

6.1.6	Colocação da camada reflectora	112
6.1.7	Outras técnicas de fabrico	112
6.2	Segundo protótipo	115
6.2.1	Eficiência do cintilador dentro das cavidades	116
6.2.2	Eficiência do interface entre cintiladores e fotodíodos	118
6.2.3	Projecto e fabrico dos fotodíodos	119
6.2.4	Fabrico das cavidades no alumínio e colocação do cintilador no seu interior	120
6.2.5	Outras técnicas de fabrico	121
6.3	Electrónica de leitura dos fotodíodos do segundo protótipo	123
6.3.1	Integrador	124
6.3.2	Conversor analógico-digital de 1 bit (comparador)	127
6.3.3	Conversor digital-analógico de 1 bit	130
6.4	Considerações para o fabrico do protótipo final do projecto	132
6.5	Conclusão	133
	Bibliografia	134
7	Testes efectuados e resultados experimentais	135
7.1	Influência dos raios-x na electrónica	135
7.2	Transparência do cintilador antes e depois do <i>annealing</i>	135
7.3	Testes efectuados aos conversores A/D do segundo protótipo	137
7.4	Testes do primeiro protótipo	138
7.5	Testes do segundo protótipo	143
7.6	Conclusão	145
	Bibliografia	146
8	Conclusão	147
8.1	Comparação entre os dois protótipos	148
8.2	Projectos para trabalhos futuros	149
	Bibliografia	150
A	Propriedades de alguns materiais usados nos detectores de raios-x	151
A.1	Iodeto de cézio	151
A.2	Silício	153
A.3	Alumínio	155
A.4	Óxido de silício	157
	Bibliografia	160
B	Código SUPREM-IV.GS e PISCES IIB usado nas simulações des- critas no capítulo 5	161
B.1	SUPREM-IV.GS: Profundidade da junção <i>n-well p-epilayer</i>	161

B.2	SUPREM-IV.GS: Profundidade da junção <i>sp n-well</i>	162
B.3	SUPREM-IV.GS: Profundidade da junção <i>sn p-epilayer</i>	163
B.4	PISCES-IIB: Resposta espectral de um fotodíodo <i>n-well/p-epilayer</i>	164
B.5	PISCES-IIB: Resposta espectral de um fotodíodo <i>n⁺/p-epilayer</i> . .	167
B.6	PISCES-IIB: Resposta espectral de um fotodíodo <i>p⁺/n-well</i>	170
C	Algoritmo de decimação de Zoomer	173
	Constantes físicas	175

Agradecimentos

A realização do trabalho que conduziu à escrita desta tese não seria possível sem a ajuda de muitas pessoas, às quais quero deixar aqui o meu agradecimento:

- Ao Doutor José Higinio Correia, meu orientador que durante o trabalho e a escrita desta tese em muito contribuiu com as suas ideias e sugestões.

- Ao Doutor Reinoud Wolffenbuttel que permitiu a minha estadia na Universidade de Delft, Holanda, onde parte deste trabalho, nomeadamente o fabrico dos dispositivos em tecnologia CMOS foi realizado.

- Ao Professor Carlos Couto, director do Departamento de Electrónica Industrial, que no âmbito das suas funções apostou na área das microtecnologias, permitindo que este projecto entre outros, fosse levado a cabo na Universidade do Minho.

- Ao Doutor Senentxu Lanceros Mendez, do Departamento de Física da Universidade do Minho sobretudo pela sua grande disponibilidade, a sua ajuda e as suas sugestões na realização dos testes aos protótipos e escrita de artigos.

- À Graça Minas, minha colega de trabalho pelo seu apoio nas horas mais difíceis, sobretudo aquando da estadia na Holanda.

- Ao Doutor Davies de Lima Monteiro da Universidade de Delft, com o qual tive a oportunidade de debater (em português) por várias ocasiões alguns problemas técnicos da construção dos detectores em silício. Também pela sua ajuda na resolução dos problemas do dia-a-dia aquando da estadia na Holanda.

- Aos colegas Victor Moreira e Filipe Costa do Departamento de Física da Universidade do Minho pela sua ajuda na realização de algumas medições.

- Ao Nuno Ramos, que se mostrou sempre interessado em debater ideias acerca da implementação prática dos protótipos, ajudou-me na fabricação e na realização dos testes experimentais.

- A todos os colegas do Departamento de Electrónica da Universidade do Minho, sobretudo ao José Cabral, pelo grande apoio que me deram nas horas em que parecia que estava tudo a correr mal.

- Ao Christhian Georg Shabmüller por ter colaborado com a realização de um dos protótipos.

- Ao Sr. António Azevedo por ter disponibilizado o tubo de raios-x Philips

Agradecimentos

X’PertPro, com o qual se realizaram alguns testes a um dos protótipos.

– À Fundação para a Ciência e a Tecnologia que financiou o projecto em que esta tese se enquadra (FCT-CTM/POCTI/33751/1999) e ajudou financeiramente à minha estadia na Holanda (SFRH/BD/1296/2000).

Lista de símbolos

A Massa atómica relativa.

α Constante de estrutura fina.

c Velocidade da luz no vácuo.

C_{gb} Capacidade *gate*/substrato.

\vec{E} Vector campo eléctrico de uma onda electromagnética.

E_g Hiato de Energia proibido de um semiconductor.

E_γ Energia do fotão.

E_q Energia de extinção.

e Carga do electrão.

Φ_o Potencial inerente a uma junção pn.

g Espessura de fase.

γ Fotão.

gm Transcondutância do MOSFET quando se encontra à saturação (variação de I_D com V_{GS}).

\vec{H} Vector campo magnético de uma onda electromagnética.

h Constante de Planck.

I_D Corrente de *drain* de um MOSFET.

K Número de onda.

k Coeficiente de extinção.

K_B Constante de Boltzmann.

KP Parâmetro de transcondutância de um MOSFET.

L Comprimento do canal de um MOSFET.

λ Comprimento de onda da radiação electromagnética.

λ_M Parâmetro de modulação do comprimento do canal de um MOSFET. Na literatura normalmente aparece apenas como λ . Aqui optou-se por λ_M para distinguir do símbolo do comprimento de onda.

λ_r Espectro de emissão de um cintilador.

L_R Luz produzida por um cintilador.

L_{pd} Luz produzida por um cintilador que atinge o fotodetector.

m_e Massa do electrão.

μ Constante de indução.

N_{AV} Número de Avogadro.

N_{el} Número de pares electrão-lacuna.

n Índice de refração.

n_i Número de portadores intrínseco do silício.

ν Frequência da radiação electromagnética.

ω Frequência angular.

p Quantidade de movimento.

r_e Raio clássico do electrão.

ρ Densidade.

\vec{S} Vector de Poynting.

σ Secção atómica eficaz.

$\sigma_c^{\text{atômico}}$ Secção eficaz por átomo para a dispersão de Compton.

σ_c^e Secção eficaz por electrão para a dispersão de Compton.

- σ_{foto}^K Secção atómica eficaz para o efeito fotoeléctrico.
- σ_{par} Secção eficaz de produção de um par electrão-positrão.
- σ_{Th}^e Secção eficaz de Thompson para colisões elásticas de fotões em electrões.
- T Temperatura.
- τ Constante de tempo.
- T_{OX} Espessura de óxido de silício na *gate* de um MOSFET.
- u Índice de refacção complexo.
- ε Constante dieléctrica.
- ε_{ox} Constante dieléctrica do óxido de silício.
- V_{DSsat} Tensão de saturação entre o *drain* e a *source* do MOSFET.
- V_{GS} Tensão *gate-source* de um MOSFET.
- V_T Tensão equivalente à temperatura ($K_B T/e$).
- ξ_{el} Energia necessária para criar um par electrão-lacuna.
- W Largura do canal de um MOSFET.
- Z Número atómico.

Lista de abreviaturas

AHC *Alkali Halide Crystal.*

BGO $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

CCD *Charge Coupled Device.*

CMOS *Complementary Metal Oxide Semiconductor.*

DRIE *Deep Reactive Ion Etching.*

FAE Física de Alta Energia.

FEI Física de Energia Intermédia.

FIR *Finite Impulse Response.*

FWHM *Full width half maximum.*

GSO $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}^{3+}$.

HPD *Hibrid Photon Detector.*

IBARE *Ion Beam Assisted Radical Etcher.*

IIR *Infinite Impulse Response.*

LSO $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}^{3+}$.

PET *Positron-Electron Tomography.*

PVD *Physical Vapor Deposition.*

STE *Self Trapped Exciton.*

SDD *Silicon Drift Detector.*

SNR *Signal to Noise Ratio.*

Lista de abreviaturas

TC Tomografía Computadorizada.

YAP YAlO_3

Capítulo 1

Introdução

Nos anos que precederam a descoberta dos raios-x, alguns físicos dedicavam-se a observar descargas eléctricas de alta tensão em tubos de vácuo. Em 1895, o físico germânico Wilhelm Konrad Röntgen estudou o mesmo fenómeno num tubo de Crookes [1] a operar com alta tensão, num quarto escurecido. Subitamente reparou na fluorescência (brilho) de um écran de platinocianeto de bário, situado a alguns metros do tubo. Concluiu rapidamente que a fluorescência era causada por um tipo de radiação invisível desconhecido até ao momento e que essa radiação poderia passar completamente através de materiais sólidos tais como papel, cartão e madeira, uma vez que não evitavam a fluorescência quando colocados entre o tubo e o écran. Verificou ainda que a radiação podia ser parada por materiais mais densos, tais como o chumbo.

Por puro acidente, Röntgen descobriu um novo tipo de radiação que, depois de deixar o tubo de Crookes, tem a capacidade de atravessar certos sólidos que se mostram opacos à luz visível.

Röntgen rapidamente observou a potencialidade da nova radiação na medicina, quando colocou uma mão entre o tubo e um écran construído de cartão revestido com platinocianeto de bário, conseguindo ver pela primeira vez, uma imagem dos ossos desenhada no écran fluoroscópico.

A descoberta de Röntgen foi publicada no reportório anual da sociedade local *Würzburg Scientific Society* em Dezembro de 1885. O título do artigo era “*Über eine neue Art von Strahlen - vorläufige Mitteilung*” que significa “Sobre um Novo Tipo de Radiação - Comunicação Preliminar”.

O nome de raios-x foi dado a este novo tipo de radiação penetrante devido à letra x representar normalmente a incógnita na matemática. Nos meses seguintes Röntgen especificou grande parte das propriedades dos raios-x.

A descoberta dos raios-x mudou radicalmente o curso da História da medicina, para não falar do seu impacto na ciência e na indústria. O nome de Röntgen ficou ligado directamente aos raios-x, já que estes também são conhecidos como *raios*

de *Röntgen*. A *Roentgenologia* é o ramo da medicina que usa os raios-x em diagnósticos e tratamentos. O termo *radiologia* inclui, não só os raios-x mas também os radionuclídeos, tomografia computadorizada, ressonância magnética e ultrassonografia. O termo *radiografia* está ligado à arte ou ciência de adquirir imagens de raios-x em filme, papel, fita magnética ou disco magnético ou óptico. No caso do processo de aquisição das imagens radiográficas utilizar tecnologias electrónicas tais como aquisição e ou processamento digital de sinal poderá utilizar-se o termo *radiografia digital*.

1.1 Natureza dos raios-x

Um feixe de raios-x consiste num grupo de radiações da mesma natureza da luz visível, ultravioleta, infravermelha, ondas de rádio e outros tipos de energia radiante [2]. Todas estas formas de energia estão classificadas como radiações electromagnéticas, ou seja, flutuações de campos eléctricos e magnéticos, que percorrem o espaço e são produzidos por oscilações de electrões. Os campos eléctrico e magnético flutuam perpendicularmente à direcção de propagação, bem como entre si. A sua velocidade é constante e aproximadamente igual a $3 \times 10^8 \text{ m/s}$, sendo conhecida como velocidade da luz no vácuo.

Todos os tipos de radiação electromagnética, tais como a luz visível, ultravioleta, raios-x ou raios gama diferem apenas na frequência de oscilação e no comprimento de onda. Estas duas grandezas estão relacionadas entre si pela velocidade constante da luz,

$$\nu = c/\lambda, \quad (1.1)$$

onde ν é a frequência em Hz , c a velocidade da luz em m/s e λ o comprimento de onda da radiação em m .

Além da natureza ondulatória, a radiação electromagnética pode ser vista segundo a teoria corpuscular como um conjunto de partículas que viajam pelo espaço à velocidade da luz, chamadas de quanta ou fótons, possuindo cada uma delas uma determinada energia que é dada por

$$E = h\nu, \quad (1.2)$$

em que $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$ é a constante de Planck.

Para que uma radiação electromagnética seja caracterizada, basta conhecer o seu comprimento de onda, a sua frequência ou a sua energia, uma vez que estas grandezas estão relacionadas entre si. Os raios-x, normalmente são caracterizados pela sua energia, medida em electrão-Volt (eV), em que um eV é a energia que um electrão adquire quando acelerado por um potencial de um Volt e é sensivelmente igual a $1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$. Os raios-x usados na obtenção de radiografias situam-se normalmente na faixa entre 10 keV e 100 keV .

1.2 Radiografia convencional

Ao passar através de um corpo, um feixe de raios-x interage com os átomos que o constituem. Como resultado, o feixe que sai do corpo depois de o atravessar tem definido um padrão em que áreas diferentes contêm números diferentes de fótons correspondendo às formas dos tecidos, suas espessuras e elementos que o constituem.

Nos primeiros anos da radiografia eram usadas bases de vidro revestidas por uma emulsão sensível aos raios-x. As bases de vidro apresentavam algumas desvantagens, partiam-se com facilidade podendo causar ferimentos a quem as manuseava, o seu processamento era difícil e existia ainda o problema de as guardar para referências futuras. Com a introdução dos filmes flexíveis estas desvantagens foram eliminadas.

O filme de raios-x usado actualmente é constituído por dois componentes fundamentais: a base e a emulsão. A base dos filmes modernos é constituída por uma folha de poliéster transparente de 0.2 mm de espessura. A emulsão consiste em cristais microscópicos de brometo de prata suspensos numa substância gelatinosa, podendo ser também adicionada uma pequena quantidade de iodeto de prata. A emulsão é espalhada dos dois lados da base de poliéster para formar uma camada de 7 μm a 20 μm de espessura [2].

Depois do filme de raios-x receber o feixe que atravessa o corpo, fica nele registada uma imagem dita latente, pois não pode ser vista antes do processamento. O processamento de um filme deve ser feito num quarto escuro e pode ser dividido em dois passos: conversão da imagem latente numa imagem visível e preservação da imagem visível. A conversão da imagem latente em visível é feita usando uma solução química composta por agentes redutores orgânicos, hidroquinose e metanol, sulfato de sódio, carbonato de sódio ou hidróxido de sódio e brometo de potássio. Deve ter-se especial cuidado com a temperatura e o tempo em que o filme está exposto a esta solução. A preservação da imagem visível consiste sobretudo em remover os halogenetos de prata não expostos aos raios-x e endurecer a emulsão para que o filme não se deteriore. Mais uma vez recorre-se a soluções químicas, sendo a temperatura e o tempo de fixação muito importantes na obtenção de uma boa imagem [2].

1.3 Radiografia digital

Os sistemas de imagem radiográficos convencionais registam e mostram os seus dados numa forma analógica. Têm frequentemente exigências de exposição muito rígidas devido à gama estreita de profundidade de brilho dos filmes e hipóteses muito reduzidas de processamento de imagem. Os sistemas de radiografia digitais

1. Introdução

oferecem a possibilidade de obtenção de imagens com exigências de exposição muito menos rigorosas do que os sistemas analógicos. As imprecisões em termos de exposição provocam normalmente o aparecimento de radiografias demasiado escuras, demasiado claras ou com pouco contraste, facilmente melhoradas com técnicas digitais de processamento e exibição de imagem.

As vantagens dos sistemas de radiografia digitais podem ser divididas em quatro classes [3]:

- Facilidade de exibição da imagem.
- Redução da dose de raios-x.
- Facilidade de processamento de imagem.
- Facilidade de aquisição, armazenamento e recuperação da imagem.

A primeira vantagem da radiografia digital é que a imagem vai ser mostrada num écran, em vez do processo tradicional de expor o filme contra a luz. O modo de mapear a imagem em níveis de brilho num écran pode ser completamente controlado pelo utilizador. Como alternativa, a gama total de intensidades pode ser usada para exibir apenas uma parte da gama de valores de pixel, aumentando assim o contraste na região de interesse.

A segunda vantagem de radiografia digital é a possibilidade de redução da dose de raios-x a que o paciente fica sujeito. Na radiografia convencional, a dose é determinada pela sensibilidade do receptor de imagem e pela profundidade de brilho do filme usado. Em radiografia digital não existem estas limitações. Ajustando-se a dose máxima para que a imagem tenha uma relação sinal ruído conveniente, consegue-se uma diminuição real da radiação absorvida pelo paciente. Outras reduções de dose são possíveis usando a gama do espectro de raios-x que permita maximizar a relação sinal ruído. Desde que a relação sinal ruído seja satisfatória, qualquer perda em contraste pode ser recuperada usando técnicas digitais de processamento de imagem.

A terceira vantagem de radiografia digital é a possibilidade de processamento digital da imagem. O aumento do contraste ou a equalização por histograma são técnicas digitais que podem ser usadas. A aplicação mais importante de processamento digital é provavelmente a subtracção de imagens [4]. Quando os radiologistas têm que identificar tecidos anormais no meio de um fundo de tecido normal de arquitectura complicada, objectos pequenos que o sistema identificou ou objectos de baixo contraste que apenas são visíveis um pouco acima do nível de ruído da imagem são facilmente esquecidos, simplesmente por causa da complexidade da arquitectura do meio envolvente. A radiologia de subtracção pode remover grande parte da arquitectura de fundo não desejada, melhorando assim a visualização das características importantes da radiografia.

A quarta vantagem da radiografia digital é a possibilidade de aquisição da imagem sem tempos de espera para o processamento do filme, o armazenamento em bases de dados electrónicas permitindo a pesquisa mais fácil e a transmissão para longas distâncias, usando redes de comunicações de dados.

Um dos primeiros sistemas de imagem de raios-x digital é baseado num CCD (*Charge Coupled Device*) de silício. O silício tem um coeficiente de absorção de raios-x muito baixo, mas para cada fotão de 1 *keV* absorvido, são produzidos cerca de 277 electrões [5], o que possibilita a obtenção de imagens com qualidade suficiente para diagnósticos com uma dose de radiação um pouco inferior da que é necessária para excitar os filmes de halogenetos de prata usados nas radiografias tradicionais. No entanto, o pequeno número de fotões detectados pelo CCD resulta num ruído quântico significativo. Para que o ruído quântico seja menor, pode aumentar-se a dose de radiação ou a eficiência quântica do detector. Obviamente que o aumento da dose de radiação não é desejável em aplicações médicas.

A eficiência quântica do sensor pode ser aumentada adicionando uma camada cintiladora por cima do CCD. Como será visto detalhadamente no capítulo 3, um cintilador é um composto químico que emite luz quando é excitado por radiação ou partículas de alta energia. Os raios-x são absorvidos pela camada cintiladora que tem um coeficiente de absorção alto, sendo depois convertidos em luz visível (ou com comprimento de onda perto do visível). Como cada fotão de raios-x absorvido é convertido em muitos fotões visíveis, a eficiência quântica do detector é melhorada. A desvantagem é que esta técnica piora a resolução espacial do dispositivo, que fica com um valor mais ou menos igual à espessura da camada cintiladora. Isto obriga a um compromisso entre a espessura da camada cintiladora que, quanto maior for mais fotões de raios-x absorve, e a resolução espacial, que diminui com a espessura da camada cintiladora [6]. Este compromisso espessura do cintilador - resolução espacial pode ser melhorado com técnicas que serão usadas na construção dos detectores de raios-x descritos nesta tese.

1.4 Algumas aplicações da radiografia digital

As técnicas de radiografia digital tenderão a substituir, a pouco e pouco, as correspondentes analógicas em todas as aplicações onde estas são ainda usadas. Além da substituição pura e simples dos dispositivos analógicos, os dispositivos radiográficos digitais, associados a fontes de raios-x da última geração, trazem grandes expectativas para algumas aplicações. De entre elas pode salientar-se a cristalografia macromolecular, o desvio provocado por soluções químicas, a análise temporal da difracção dos raios-x provocada pelas fibras musculares, a microtomografia dos ossos e dentes e estudos de calcificações patológicas. Uma aplicação dos dispositivos radiográficos digitais na indústria consiste na aquisição contínua

de imagens para a análise de defeitos na produção de chapas metálicas. Outra aplicação interessante no campo das ciências dos materiais, é o processamento de polímeros, onde é necessária a obtenção de dados ao longo do tempo. Uma outra área de investigação no campo da biologia envolve o estudo de diagramas de difracção de músculos durante a contracção. Este processo tem a duração de alguns décimos de segundo, em que a parte mais importante das alterações ocorre nos primeiros dez a vinte milissegundos [7].

1.5 Estado da arte na detecção de raios-x

As recentes investigações na detecção de raios-x podem ser divididas fundamentalmente em dois métodos, o directo e o indirecto, de acordo com a abordagem usada na sua conversão em sinais eléctricos. No método directo, os raios-x ao serem absorvidos pelos detectores produzem directamente um sinal eléctrico. No método indirecto, os raios-x são previamente convertidos numa outra forma de energia, que será convertida posteriormente em sinais eléctricos.

1.5.1 Detectores de raios-x baseados no método directo

Nos últimos anos têm sido estudados vários materiais semicondutores que podem ser usados no fabrico de fotodetectores em geral, tais como o GaAs, CdTe, CdZnTe, HgI₂ e o PbI₂. Entre estes, o CdTe, o CdZnTe e o PbI₂ são particularmente atractivos para a detecção de raios-x devido à sua baixa energia de ionização e o seu alto coeficiente de atenuação. Este tipo de detectores foi assunto de vários trabalhos de investigação [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15], dos quais se destacam os seguintes:

- Barber e outros [13] desenvolveram uma pequena matriz de CdZnTe de 48×48 pixels com $125 \mu m$ de distância entre eles, ligada a um *chip* para a leitura do sinal de saída. O dispositivo pode ser visto na figura 1.1 e a resolução espacial obtida foi da ordem dos $230 \mu m$.

- Um detector com uma área de $15 cm \times 15 cm$, com 2304 elementos de CdTe foi descrito por Chambon e outros [11]. Cada elemento tinha $2.83 mm \times 2.83 mm \times 2 mm$ de volume e a resolução espacial obtida foi da ordem dos $7.34 mm$ FWHM (ver definição na secção 2.3), sendo a resolução de energia de $6.2 keV$ FWHM, obtida com uma fonte de ^{57}Co , cujo pico está a $122 keV$. Segundo os autores, um dispositivo como este pode servir para realizar investigações em pacientes num hospital (imagens do miocárdio, por exemplo). Este dispositivo pode ser visto na figura 1.2. A maior desvantagem dos detectores descritos por Barber e Chambon é o seu alto tempo de aquisição, o que dificulta os estudos dinâmicos das amostras a analisar.

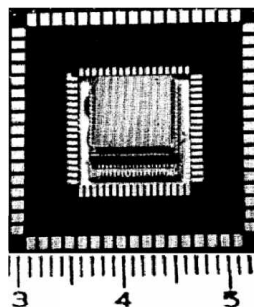


Figura 1.1: Matriz de 48×48 pixels de CdZnTe [13].

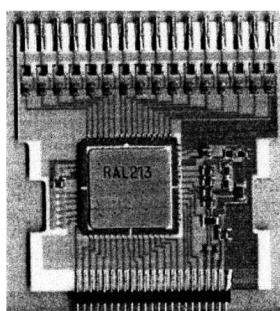


Figura 1.2: Módulo de 2304 elementos de CdTe [11].

– Uma outra abordagem baseada no PbI_2 foi a de Street e outros [15], que construíram um detector com 512×512 pixels de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ cada (figura 1.3). A resolução espacial obtida foi de $100 \mu\text{m}$, ou seja, igual ao tamanho do pixel. Isto demonstra que a resolução espacial não depende das propriedades do PbI_2 e que o *cross-talk* entre pixels é desprezável.

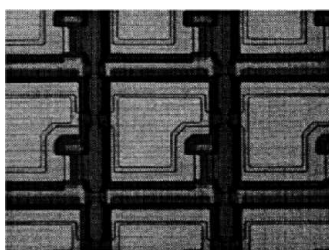


Figura 1.3: Pequena parte da matriz de pixels antes da deposição do PbI_2 [15].

1.5.2 Detectores de raios-x baseados no método indirecto

No método indirecto, os raios-x são normalmente convertidos em luz visível por intermédio de materiais cintiladores, para de seguida esta ser detectada, sendo usados para o efeito os mais diversos tipos de fotodetectores, como será visto de seguida.

Detectores de impulsos de silício

A crescente necessidade de usar detectores de impulsos na detecção de partículas elementares, espectroscopia de raios-x e detecção da luz produzida por cintiladores tem estimulado o desenvolvimento de novos tipos de dispositivos baseados em semicondutores: o SDD (*Silicon Drift Detector*) [16, 17, 18, 19, 20] e o fotodíodo de avalanche [21, 22, 23, 24, 25, 26, 27].

O SDD desenvolveu-se muito rapidamente e substituiu os fotodíodos PIN em muitas aplicações. Se a sua área activa não exceder alguns milímetros quadrados, é possível obter uma resolução espectral de algumas centenas de eV , à temperatura ambiente, para uma absorção directa de raios-x de baixa energia [19, 28]. Como desvantagem, o SDD apresenta uma resposta temporal relativamente elevada e não é adequado para medições no domínio dos tempos. O fotodíodo de avalanche, que é baseado numa região de campo eléctrico intenso para amplificação, é mais apropriado para este tipo de aplicações. Devido à sua eficiente detecção, prevê-se que o fotodíodo de avalanche venha a substituir o tubo fotomultiplicador em muitas aplicações [26]. A aplicação de detectores de silício para raios-x de alta energia e raios gama está limitada pela sua fraca eficiência de absorção a partir dos 20 keV . No entanto, os detectores de silício adaptam-se bem à detecção de cintilações de luz visível produzidas por cristais cintiladores quando estes absorvem raios-x de alta energia ou raios gama. Existem vários projectos de câmaras de matrizes de detectores de silício associados a cintiladores:

- Gruber e outros [29] demonstraram um esquema simples que consistia numa matriz de 4×3 fotodíodos de $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ cada um. No topo de cada fotodíodo colocaram um cristal de iodeto de cério dopado com tálio (CsI:Tl) de 5 mm de altura (figura 1.4). Quando a radiação chega ao cintilador, este produz cintilações de luz visível que são detectadas pelos fotodíodos. O circuito de leitura foi realizado em dois circuitos integrados adicionais. Com este dispositivo foi possível obter uma resolução espacial de 3.3 mm FWHM e uma resolução de energia de 10.7% FWHM a 140 keV .

- Patt e outros [30] obtiveram melhores resultados com uma matriz de 8×8 fotodíodos PIN com $1.5\text{ mm} \times 1.5\text{ mm}$ cada. No topo de cada fotodíodo foi colocado um cristal de CsI:Tl de 6 mm de altura. Com este dispositivo foi possível obter uma resolução espacial de cerca de 1.53 mm FWHM e uma resolução de

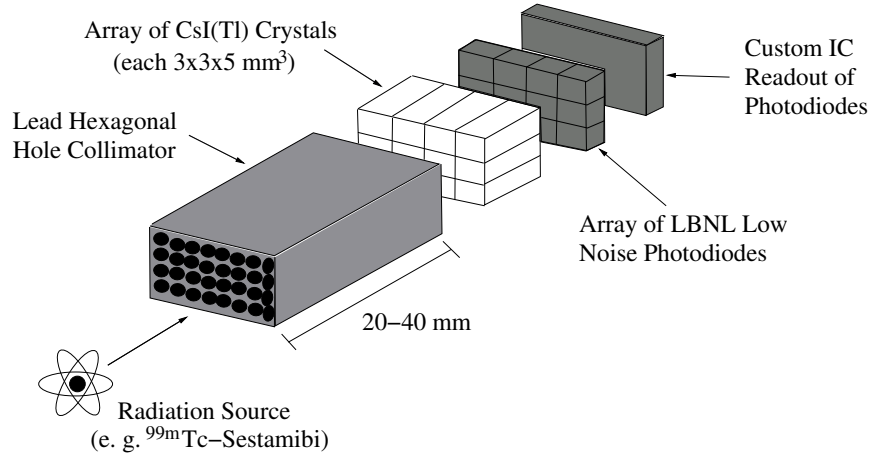


Figura 1.4: Matriz de 3×4 pixels baseados em CsI:Tl e fotodíodos PIN [29].

energia de 8% FWHM a 140 *keV*.

– Existem vários estudos de acoplamento de cristais de LSO ou GSO com fotodíodos de avalanche otimizados para a luz azul [31, 32, 33, 34]. Entre eles, é de salientar o de Pichler e outros [33] que investigaram a combinação de uma matriz de 2×8 fotodíodos de avalanche (com 3 *mm* de diâmetro cada e 4 *mm* de distância entre dois centros consecutivos), com 16 cristais de LSO com as dimensões de $3.7 \times 3.7 \times 12 \text{ mm}^3$. Com este dispositivo foi possível obter uma resolução espacial intrínseca de 2 *mm* FWHM e uma resolução de energia de 13.4% FWHM para uma fonte de raios gama de 511 *keV*.

– A partir dos resultados obtidos nos estudos anteriormente citados, pode tirar-se a conclusão de que os projectos mais simples com cintiladores acoplados a matrizes de detectores de silício dificilmente atingem resoluções espaciais menores do que 1 *mm*. Para que seja possível a obtenção de resoluções espaciais menores do que 1 *mm*, pode recorrer-se a técnicas de interpolação, o que normalmente se traduz em circuitos electrónicos mais complexos. Fiorini e outros [35] desenvolveram um detector baseado nesta técnica. O detector consistia num cintilador de CsI:Tl acoplado a uma matriz de sete SDDs de forma hexagonal, combinados numa configuração em colmeia (figura 1.5). A posição espacial é calculada pelo método do centroide e a energia dos fótons incidentes é obtida somando os sinais dos sete detectores. A resolução espacial deste tipo de detector é da ordem dos 0.6 *mm* FWHM, com uma resolução de energia da ordem dos 17% FWHM a 122 *keV*.

– Um outro projecto curioso foi realizado por Allier e outros [36]. Neste projecto foi construída uma matriz de 3×3 fotodíodos de avalanche com $700 \mu\text{m} \times 700 \mu\text{m}$ cada, numa membrana de silício com cerca de 10 μm de espessura, como pode ser visto na figura 1.6. Estas membranas foram construídas a partir de uma *wafer*

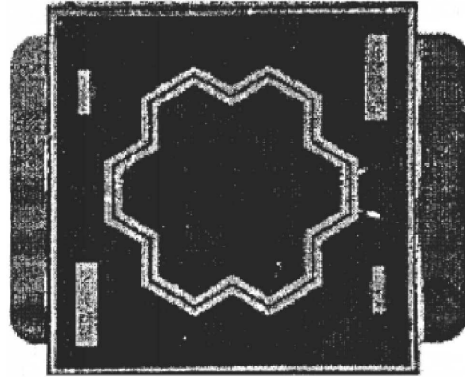


Figura 1.5: Matriz de sete SDDs antes da deposição do CsI:Tl [35].

de silício de $525\ \mu\text{m}$ de espessura, através de um processo de micromaquinagem usando *Deep Reactive Ion Etching* (DRIE). As cavidades resultantes do processo de micromaquinagem, com cerca de $515\ \mu\text{m}$ de profundidade e $700\ \mu\text{m} \times 700\ \mu\text{m}$ de área, foram preenchidas com um cintilador em pó ($\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3:\text{Ce}^{3+}$). A resolução de energia obtida foi da ordem dos $1.3\ \text{keV}$, no pico de $13.9\ \text{keV}$ do ^{241}Am .

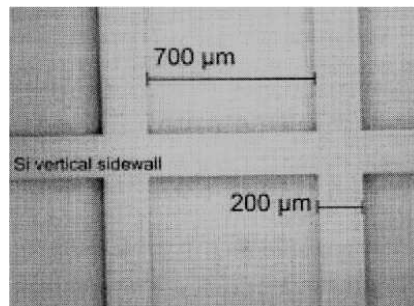


Figura 1.6: Topo das cavidades fabricadas com DRIE [36].

Tubos fotomultiplicadores

A introdução dos tubos fotomultiplicadores de ânodos de fios cruzados das séries R2486 (figura 1.7) e R3292 pela Empresa Hamamatsu conduziu a novos detectores de imagem de raios-x de alta resolução [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43]. Nestes estudos os tubos fotomultiplicadores foram acoplados a cristais cintiladores de YAP:Ce, CsI:Tl, CsI:Na ou NaI:Tl em configuração multipilar. Os detectores baseados em matrizes de cristais de CsI:Tl ou CsI:Na apresentam uma resolução espacial típica entre 1 e $2\ \text{mm}$. A resolução espacial dos detectores que usam

matrizes de cristais de YAP:Ce é sensivelmente igual à dos anteriores, mas a sua resolução em termos de energia é um pouco pior:

- Os artigos de Vittori e outros [41] e Barone e outros [42] são dos poucos que falam de uma resolução espacial de menos de um milímetro, usando uma câmara com cintiladores YAP:Ce. No entanto, esta resolução espacial foi obtida usando um colimador em conjunto com uma janela de selecção de energia. Tanto o colimador como a janela prejudicam fortemente a eficiência da detecção do dispositivo.

- Pani e outros [43] estudaram sensores de imagem com uma área activa grande, combinando quatro tubos fotomultiplicadores (Hamamatsu R5900-C8) em matriz. A resolução espacial obtida foi de cerca de 2 mm , o que é ligeiramente pior do que a obtida nos estudos referidos anteriormente.

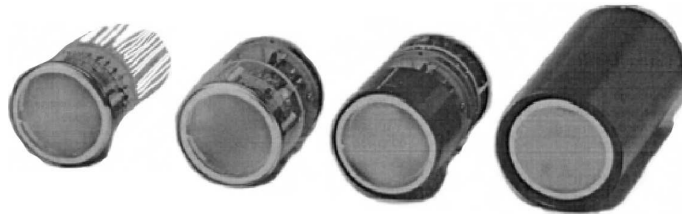


Figura 1.7: Tubos fotomultiplicadores da série R2486 (Hamamatsu).

Uma alternativa aos tubos fotomultiplicadores sensíveis à posição é o HPD (*Híbrido Photon detector*) [44, 45]. O HPD combina num único dispositivo a tecnologia do fotocátodo de vácuo com a tecnologia do estado sólido:

- Na figura 1.8 é apresentado o diagrama esquemático do HPD descrito por Gys [44]. Quando um fóton incide no fotocátodo, liberta um fotoelectrão que é acelerado por uma tensão da ordem dos 20 kV . Este fotoelectrão vai embater num detector de silício produzindo cerca de 5000 pares electrão-lacuna.

- D' Ambrosio e outros [45] combinaram o HPD com uma matriz de cristais de YAP:Ce e obtiveram uma resolução espacial de sensivelmente 0.6 mm , associada a uma eficiência em termos de energia melhor do que o HPD descrito por Gys (figura 1.9).

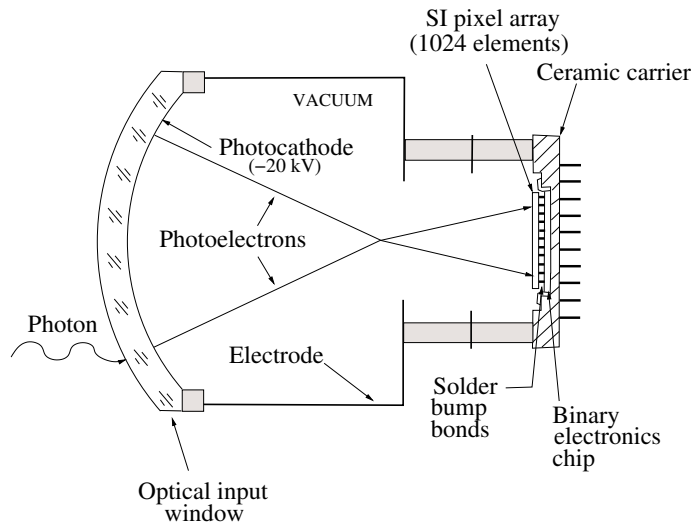


Figura 1.8: Diagrama esquemático do tubo HPD [44].

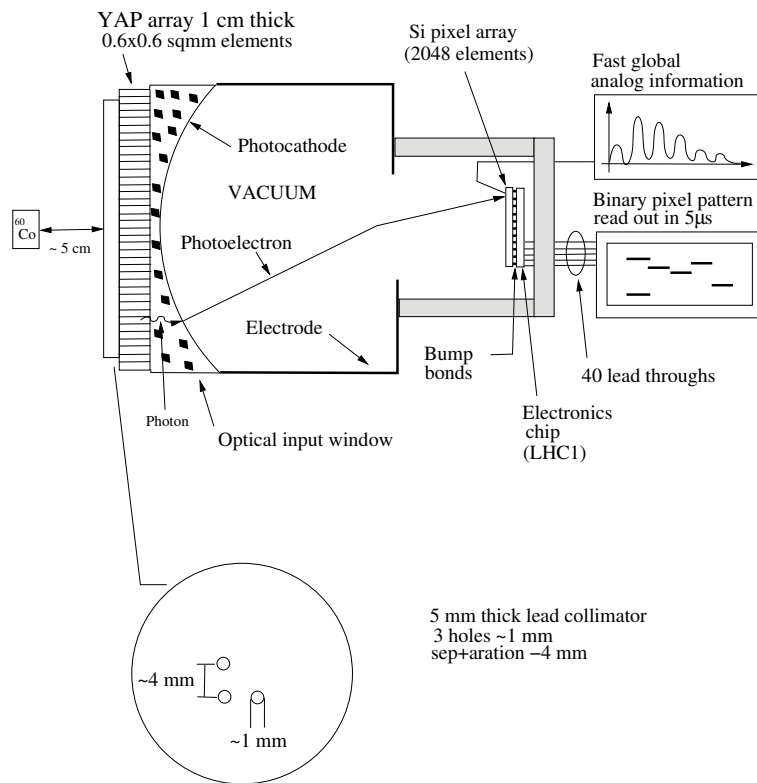


Figura 1.9: Diagrama esquemático do tubo HPD revestido com YAP:Ce [45].

Dispositivos de silício integrados

Outros dispositivos de silício que têm sido usados em combinação com cintiladores são os detectores de silício amorfo, os CCDs (*Charge Coupled Devices*) e os fotodíodos construídos em tecnologia CMOS [46, 47, 48, 49, 7, 50].

– A empresa Trixell (França) desenvolveu painéis de detectores em silício amorfo com áreas de $429 \times 429 \text{ mm}^2$ (PIXIUM 4600) e de $210 \times 160 \text{ mm}^2$ (PIXIUM 4800) (figura 1.10). Estes painéis consistem em matrizes de fotodíodos revestidos por filmes de CsI:Tl estruturado de $500 \mu\text{m}$ de espessura. O filme de CsI:Tl estruturado consiste em pilares de alguns micrometros de diâmetro dispostos lado a lado, fazendo com que a luz produzida pela absorção da radiação não seja espalhada para pixels vizinhos. As dimensões de cada pixel são de $140 \mu\text{m} \times 140 \mu\text{m}$ para o PIXIUM 4600 e de $184 \mu\text{m} \times 184 \mu\text{m}$ para o PIXIUM 4800.



Figura 1.10: PIXIUM 4800 desenvolvido pela Trixell.

– Também ficou demonstrado que é possível obter uma alta resolução espacial com CCDs acoplados a cintiladores. Koch e outros [50] descreveram um dispositivo com resolução espacial inferior a $1 \mu\text{m}$ acoplando um écran transparente de $5 \mu\text{m}$ de $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$, com amplificação óptica e um CCD arrefecido (figura 1.11). A resolução espacial deste dispositivo atinge os $0.6 \mu\text{m}$, só que devido à sua baixa eficiência na detecção obriga a usar fontes de radiação muito intensas, da ordem dos $10^{13} \text{ fotões s}^{-1}\text{mm}^{-2}$, ou seja, é necessária uma intensidade cerca de 10^4 vezes maior do que a usada na obtenção de uma radiografia usando técnicas comuns.

– A empresa Hamamatsu desenvolveu duas câmaras de raios-x baseadas em CCDs e cintiladores. A H8480 e a H8481. Com estas câmaras foi obtida uma resolução espacial de 13 pares de linhas por milímetro, numa área activa de 25 mm de diâmetro (figura 1.12) [51].

– Recentemente, dadas as vantagens inequívocas da tecnologia CMOS, apareceram algumas câmaras de raios-x baseadas nesta tecnologia, de entre as quais são de salientar os modelos C7942 e C7943 da Hamamatsu (figura 1.13). A C7942 tem

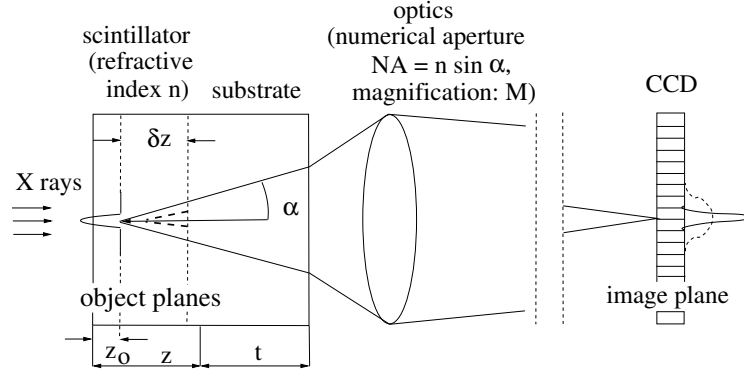


Figura 1.11: Câmara de raios-x com écran transparente de material cintilador [50].

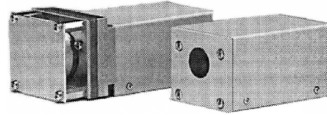


Figura 1.12: Câmara de raios-x baseada num CCD revestido de material cintilador (Hamamatsu H8480).

2400 \times 2400 pixels, numa área activa de 120 mm \times 120 mm e permite obter até 9 imagens por segundo. A C7943 também tem uma área activa de 120 mm \times 120 mm, permitindo obter até 30 imagens de 1248 \times 1248 pixels por segundo [52].

Todos os dispositivos descritos nesta secção operam a taxas de contagem baixas, sendo excepção um protótipo que usa um CCD de 1024 \times 64 pixels que pode adquirir 1000 *frames* por segundo com uma gama dinâmica de 12 bits [7]. Um dispositivo deste tipo, além de poder obter imagens estáticas, é adequado para a realização de estudos de objectos em movimento.

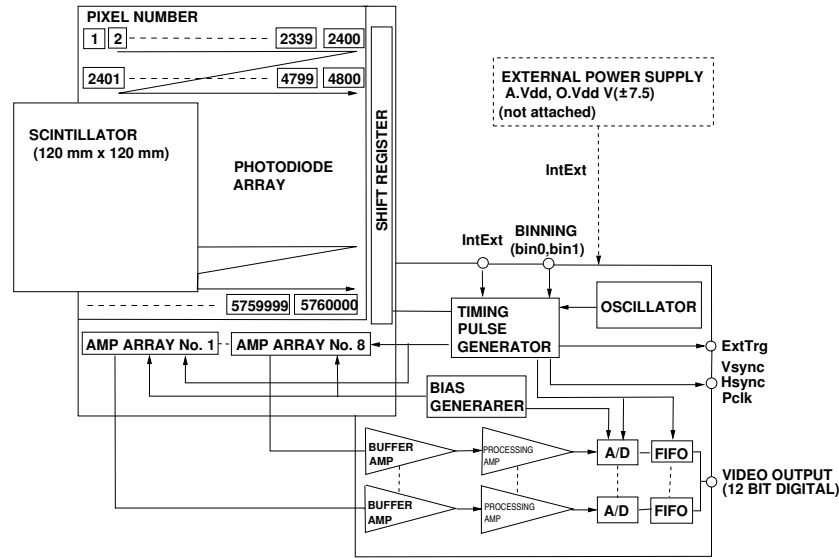


Figura 1.13: Diagrama de blocos da câmera de raios-x baseada em tecnologia CMOS (Hamamatsu C7942).

1.6 Motivação: Microdetectores de silício baseados em cintiladores para radiografia digital

Os recentes desenvolvimentos nos detectores de imagem baseados em tecnologia CMOS tornam-os cada vez mais atractivos na construção de sistemas de aquisição de imagem integrados quando comparados com os dispositivos baseados em tecnologia CCD. Tal como a aquisição de imagens, a radiografia digital também beneficiará da substituição dos CCDs por dispositivos CMOS, uma vez que estes últimos apresentam as seguintes características [53]:

- Potência de operação 5 a 10 vezes menor do que os CCDs e respectiva electrónica de processamento.
- O CMOS é um processo de fabrico de uso geral enquanto que o CCD requer técnicas de fabrico dedicadas.
- É possível a integração do detector e da electrónica de processamento no mesmo dispositivo. No CCD é muito difícil.
- Custo global de 5 a 10 vezes menos que o CCD.

As características de baixo custo e baixa potência são altamente desejáveis em aplicações portáteis e também em situações onde os aparelhos de raios-x con-

vencionais não são possíveis, tais como, hospitais de campanha ou veículos de emergência médica.

Como inconveniente da substituição dos CCDs por dispositivos CMOS pode salientar-se o facto de que ainda é muito difícil obter com estes últimos as mesmas características dos primeiros em termos de qualidade de imagem.

O objectivo principal deste trabalho consiste em projectar e construir novos detectores de raios-x, usando cristais cintiladores em conjunto com fotodetectores fabricados em silício, tirando partido de todas as vantagens que esta solução apresenta. Na figura 1.14 são apresentadas as fotografias dos protótipos construídos, bem como o desenho do protótipo final do projecto. O primeiro protótipo (figura 1.14(a)) consiste numa cavidade com um fotodetector no fundo, em que o cintilador será colocado no seu interior. A cavidade é aberta por intermédio de corrosão química usando o reagente KOH. O segundo protótipo (figura 1.14(b)) consiste numa matriz de 2×2 fotodetectores de $400 \mu m \times 400 \mu m$, em que a cada um deles está associado um conversor analógico-digital para que a leitura do sinal seja facilitada. Neste caso o cintilador é colocado por cima dos fotodetectores usando um filme de alumínio. O protótipo final do projecto (figura 1.14(c)) consiste numa matriz semelhante à do segundo protótipo mas com 8×8 pixels de $200 \mu m \times 200 \mu m$ cada um.

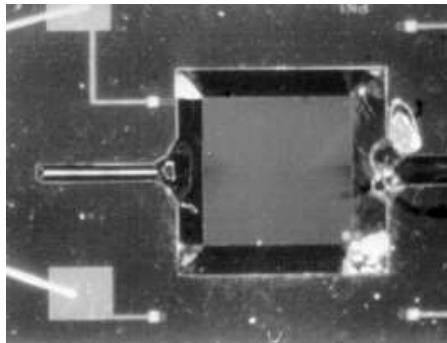
As principais características destes novos detectores de raios-x são as seguintes:

- Os novos detectores apresentam todas as vantagens da radiografia digital em relação à analógica.
- Os detectores são baseados em cristais cintiladores associados a fotodetectores realizados em silício, permitindo a integração da electrónica de processamento no mesmo *chip*. Isto levará ao desenvolvimento de detectores compactos, de baixo consumo de energia e baixo custo de fabrico.
- Os cintiladores são encapsulados num material reflector, o que permite aumentar a eficiência na detecção e a realização de detectores para outras gamas de energia sem que a resolução seja afectada, bastando para isso trocar de cintilador.

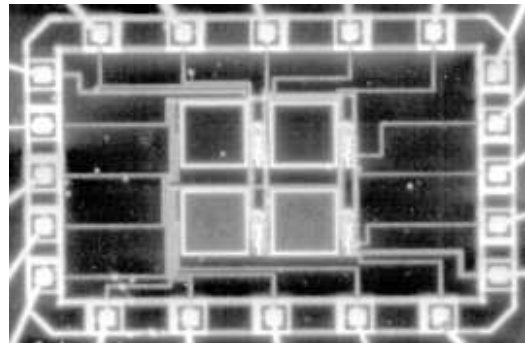
1.7 Organização da tese

Com o objectivo de descrever os aspectos teóricos e práticos dos novos detectores, organizou-se esta tese do seguinte modo:

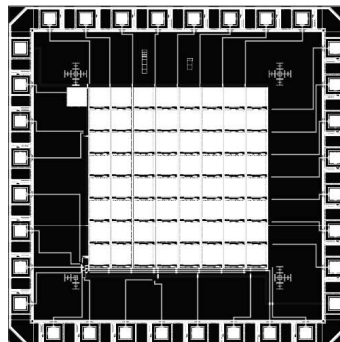
- No capítulo 2 é apresentado um estudo sobre os raios-x e a sua interacção com a matéria. Serão analisadas as técnicas de produção de raios-x e os processos de interacção destes com os átomos. Com base no estudo descrito neste capítulo foi realizado um programa que permite simular a interacção dos raios-x com a matéria, que demonstrou ser de grande utilidade no projecto dos detectores.
- O capítulo 3 é dedicado ao estudo dos cintiladores, nomeadamente os tipos de



(a) Detector baseado em micromaquinagem por corrosão química. Dimensões da cavidade: $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$.



(b) Matriz de 2×2 pixels de $400\text{ }\mu\text{m} \times 400\text{ }\mu\text{m}$ cada.



(c) Desenho da matriz de 8×8 pixels de $200\text{ }\mu\text{m} \times 200\text{ }\mu\text{m}$ cada.

Figura 1.14: Protótipos antes da deposição do cintilador.

materiais cintiladores, mecanismos de cintilação e propriedades mais importantes dos cintiladores. Este estudo revelou-se de grande importância na escolha do cintilador mais adequado para a realização do projecto.

- No capítulo 4 é estudada a teoria dos interfaces ópticos, com o objectivo de a aplicar no novo dispositivo. Com as conclusões descritas neste capítulo foi realizado um programa que permite simular o comportamento óptico de filmes finos. Este programa mostrou-se útil no estudo das interfaces entre os cintiladores, os reflectores e os fotodíodos.

- No capítulo 5 é feita uma abordagem teórica aos fotodetectores e electrónica de interface. São descritos os vários tipos de fotodetectores viáveis em tecnologia CMOS e algumas formas de ruído associadas a estes fotodetectores. Também é feito um estudo sobre o conversor analógico-digital sigma-delta, com o objectivo de verificar a sua viabilidade como circuito de interface entre os fotodetectores e o mundo digital.

- No capítulo 6 é feita uma descrição detalhada das técnicas usadas no fabrico dos detectores de raios-x, bem como da electrónica de processamento de sinal.

- O capítulo 7 é dedicado à descrição dos testes efectuados aos novos dispositivos e à apresentação dos resultados obtidos.

- Finalmente, no capítulo 8 são tiradas algumas conclusões e deixadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

Bibliografia

- [1] The columbia electronic encyclopedia. USA, 2000.
- [2] J. Selman. *The Fundamentals of X-rays and Radium Physics*. Charles C Thomas Publisher, Illinois USA, 8th edition, 1994.
- [3] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of Modern X-Ray Physics*. John Wiley and Sons, 2001.
- [4] R. L. Smathers and W. R. Brody. Digital radiology: current and future trends. *Br. J. Radiol.*, 58:285–307, 1985.
- [5] C. Fröjdh, H. E. Nilsson, et. al. Simulation of the x-ray response of scintillator coated silicon CCDs. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:374–378, 1998.
- [6] J. G. Rocha, N. F. Ramos, et. al. CMOS x-rays microdetector based on scintillating light guides. In *Proceedings of Eurosensors XVI*, pages 66–69, 2002.

-
- [7] V. V. Nagarkar, S. V. Tipnis, et. al. High speed x-ray imaging camera using a structured CsI(Tl) scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46:232–236, 1999.
 - [8] C. Scheiber. CdTe and CdZnTe detectors in nuclear medicine. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 448:513–524, 2000.
 - [9] B. A. Brunett, J. M. Van Scyoc, et. al. Fine-scale spatial response of CdZnTe radiation detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46:237–242, 1999.
 - [10] S. Yin, O. Tümer, et. al. Direct conversion Si and CdZnTe detectors for digital mammography. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 448:591–597, 2000.
 - [11] J. Chambron, Y. Arntz, et. al. A pixelated γ -camera based on CdTe detectors clinical interests and performances. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 448:537–549, 2000.
 - [12] M. Matsumoto, A. Yamamoto, et. al. Direct measurement of mammographic x-ray spectra using a CdZnTe detector. *Med. Phys.*, 27:1490–1502, 2000.
 - [13] H. B. Barber, D. G. Marks, et. al. Progress in developing focal-plane-multiplexer readout for large CdZnTe arrays for nuclear medicine applications. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 380:262–265, 1996.
 - [14] B. E. Patt, M. P. Tornai, et. al. Development of an intraoperative gamma camera based on a 256-pixel mercuric iodide detector array. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44:1242–1248, 1997.
 - [15] R. A. Street, J. T. Rahn, et. al. X-ray imaging using lead iodide as a semiconductor detector. In *Proc. SPIE*, volume 3659 of *Medical Imaging: Physics of Medical Imaging*, pages 36–47, 1999.
 - [16] R. Farrel, F. Olschner, et. al. Advances in semiconductor photodetectors for scintillators. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 387:194–198, 1997.
 - [17] E. Gatti and P. Rehak. Semiconductor drift chamber - an application of novel charge transport scheme. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 225:608–614, 1984.
 - [18] C. Gauthier, J. Goulon, et. al. A high-resolution silicon drift chamber for x-ray spectroscopy. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 349:258–262, 1994.
 - [19] P. Lechner, S. Eckbauer, et. al. Silicon drift detectors for high-resolution room temperature x-ray spectroscopy. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 377:346–351, 1996.
 - [20] A. Pulia and G. Bertuccio. Resolution limits of silicon detectors and electronics for soft x-ray spectroscopy at non cryogenic temperatures. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 380:1–5, 1996.

- [21] J. P. Pansart. Avalanche photodiodes for particle detection. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 387:186–193, 1997.
- [22] J. R. McIntyre. Multiplication noise in uniform avalanche diodes. *IEEE Trans. Electr. Dev.*, Ed-13:164–168, 1966.
- [23] P. P. Webb and R. J. McIntyre. Properties of avalanche photodiodes. *RCA Review*, 35:234–278, 1974.
- [24] A. Ochi, Y. Nishi and T. Tanimori. Study of large avalanche photodiode as a fast photon and soft x-ray detector. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 378:267–274, 1996.
- [25] A. Q. R. Baron and S. L. Ruby. Time resolved detection of x-rays using large area avalanche photodiode. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 343:517–526, 1994.
- [26] R. Lecomte, C. Martel and C. Carrier. Status of BGO-avalanche photodiode detectors for spectroscopic and timing measurements. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 278:585–597, 1989.
- [27] I. Holl, E. Lorenz, et. al. Some studies of avalanche photodiode readout for fast scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42:351–356, 1995.
- [28] G. Bertuccio and A. Pulia. Room temperature x-ray spectroscopy with a silicon diode detector and a ultra low noise preamplifier. *IEEE trans. nucl. Sci.*, 41:1704–1709, 1994.
- [29] G. J. Gruber, W. W. Moses, et. al. A discrete scintillation camera module using silicon photodiode readout of CsI(Tl) crystals for breast cancer imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:1063–1068, 1998.
- [30] B. E. Patt, J. S. Iwanczyk, et. al. High resolution CsI(Tl)/Si-PIN detector development for breast imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:2126–2131, 1998.
- [31] R. Lecomte, C. Pepin, et. al. Investigation of GSO, LSO and YSO scintillators using reverse avalanche photodiodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:478–482, 1998.
- [32] M. Moszyński, M. Kapusta, et. al. Low energy γ -rays scintillation detection with large area avalanche photodiodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46:880–885, 1999.
- [33] B. J. Pichler, G. Böning, et. al. Studies with a prototype high resolution PET scanner based on LSO-APD modules. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:1298–1302, 1998.

-
- [34] R. Farell, K. Shah, et. al. APD arrays and large-area APDs via new planar process. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 442:171–178, 2000.
 - [35] C. Fiorini, A. Longoni, et. al. First prototype of a gamma-camera based on a single CsI(Tl) scintillator coupled to a silicon drift detector array. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47:1928–1932, 2000.
 - [36] C. P. Allier, R. W. Hollander, et. al. Thin photodiodes for a neutron scintillator silicon-well detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48:1154–1157, 2001.
 - [37] F. Vittori, T. Malatesta, et. al. Comparison between YAP:Ce and CsI(Tl) multipillar matrices. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 418:497–506, 1998.
 - [38] C. S. Levin, E. J. Hoffman, et. al. PSPMT and photodiode designs of a small scintillation camera for imaging malignant breast tumors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44:1513–1520, 1997.
 - [39] T. Malatesta, F. Vittori, et. al. Energy response and resolution of YAP:Ce matrix for imaging applications in nuclear medicine. *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.*, 61:658–665, 1998.
 - [40] A. Guerra, G. Domenico, et. al. High spatial resolution small animal YAP-PET. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 409:537–541, 1998.
 - [41] F. Vittori, T. Malatesta, et. al. The YAP camera: An accurate gamma camera particularly suitable for new radiopharmaceuticals research. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44:47–53, 1997.
 - [42] L. H. Barone, K. Blazek, et. al. Toward a nuclear medicine with sub-millimeter spatial resolution. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 360:302–306, 1995.
 - [43] R. Pani, A. Soluri, et. al. Multi-PSPMT scintillation camera. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46:702–708, 1999.
 - [44] T. Gys. The pixel hybrid photon detectors for the LHCb-rich project. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 465:240–246, 2001.
 - [45] C. D’Ambrosio, F. De Notaristefani, et. al. Recent developments on ISPA-cameras for gamma ray imaging: gamma imaging with an electrostatic crossed focussed ISPA-tube. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 442:279–284, 2000.
 - [46] J. P. Moy. Large area x-ray detectors based on amorphous silicon technology. *Thin Solid Films*, 337:213–221, 1999.

- [47] P. R. Granfors and R. Aufrichtig. Performance of a $41 \times 41 - \text{cm}^2$ amorphous silicon flat panel x-ray detector for radiographic imaging applications. *Med. Phys.*, 27:1324–1331, 2000.
- [48] S. Vedantham, A. Karellas, et. al. Full breast digital mammography with an amorphous silicon-based flat panel detector: Physical characteristics of a clinical prototype. *Med. Phys.*, 27:558–567, 2000.
- [49] V. V. Nagarkar, T. K. Gupta, et. al. Structured CsI(Tl) scintillators for x-ray imaging applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45:492–496, 1998.
- [50] A. Koch, C. Raven, et. al. X-ray imaging with submicrometer resolution employing transparent luminescent screens. *J. Opt. Soc. Am. A*, 15:1940–1951, 1998.
- [51] Hamamatsu Photonics K.K. *X-Cube Compact X-ray CCD Cameras H8480 Series data sheet*, 2001.
- [52] Hamamatsu Photonics K.K. *Flat panel sensor C7942, C7943 data sheet*, 2002.
- [53] S. T. Smith, D. R. Bednarek, et. al. Evaluation of a CMOS image detector for low cost and power medical x-ray imaging applications. In *Proc. SPIE*, volume 3659 of *Medical Imaging: Physics of Medical Imaging*, pages 952–961, 1999.

Capítulo 2

Produção e detecção de raios-x

Na primeira parte deste capítulo são abordadas as técnicas de produção de raios-x, nomeadamente as usadas no tubo de raios-x, no sincrotrão e no *laser* de electrões livres. Na segunda parte são estudados os fenómenos de interacção entre os raios-x e a matéria, tais como os de absorção e dispersão. A terceira e última parte do capítulo é dedicada à descrição de algumas propriedades físicas segundo as quais se podem classificar ou comparar os detectores de raios-x, nomeadamente resolução, eficiência e linearidade.

2.1 Produção de raios-x

A fonte de raios-x usada nos aparelhos de diagnóstico médico é o tubo de raios-x. Existem no entanto outras formas de obter radiação com comprimento de onda no espectro de raios-x, tais como o sincrotrão e o *laser* de electrões livres, este último em fase de protótipo. O decaimento nuclear de alguns isótopos radioactivos também emite radiação com comprimento de onda no espectro dos raios-x.

2.1.1 O tubo de raios-x

O tubo de raios-x usado por Röntgen em 1895 não era muito preciso, uma vez que o feixe de electrões que colidia no ânodo não era controlado. Foi portanto uma grande inovação na técnica de produção de raios-x quando W. D. Coolidge, dos *General Electric Research Laboratories* em Nova York, desenvolveu um novo tubo em 1912 [1]. Neste novo tubo, os electrões livres eram produzidos por um filamento incandescente, sendo depois acelerados contra um ânodo metálico arrefecido por água. Com os componentes dispostos desta forma, é possível variar de uma forma independente, a tensão e a corrente eléctricas entre o ânodo e o cátodo. A intensidade máxima conseguida é limitada apenas pela eficiência do sistema de

arrefecimento.

O tubo de Coolidge serviu de fonte de raios-x durante muitos anos sem praticamente nenhuma modificação técnica. No entanto, rapidamente se verificou que se o ânodo rodasse, o calor produzido poderia ser dissipado mais facilmente, permitindo um aumento da potência total do tubo. O tubo de raios-x com ânodo rotativo apareceu como produto comercial na década de 1960.

Num tubo de raios-x, quando os electrões de alta velocidade penetram no alvo, a sua energia cinética é convertida noutras formas de energia, tais como energia térmica ou radiações electromagnéticas. A eficiência de um equipamento radiográfico normal é muito baixa, por exemplo, um tubo com uma diferença de potencial de 80 kV_p , apenas 0.6% da energia cinética dos electrões é convertida em raios-x, aparecendo os restantes 99.4% sob a forma de calor [2]. Na prática, apenas cerca de uma parte num milhar da energia cinética dos electrões é que eventualmente resulta em raios-x com utilidade em radiologia, uma vez que quando os electrões são parados no alvo, os raios-x são emitidos num cone de direcções, sendo apenas aproveitados os emitidos na direcção da janela do tubo.

Quando os electrões de alta velocidade penetram no alvo, interagem com os seus átomos, produzindo raios-x por dois processos:

Radiação de travagem

De acordo com a electrodinâmica clássica, um electrão ao sofrer uma diminuição repentina da velocidade, emite radiação, preponderantemente na direcção perpendicular à direcção da aceleração. É por esta razão que normalmente se coloca o ânodo com uma inclinação de 45° em relação à direcção do feixe de electrões.

Electrões com a energia de 500 keV ou superior já não irradiam na direcção normal à da aceleração, mas com um ângulo menor do que 90° no sentido do deslocamento. Isto entende-se se o observador se colocar no referencial do electrão rápido. Se a velocidade deste for diminuída, mas não até ao repouso, ele radia perpendicularmente à aceleração no seu próprio referencial. A transposição para o referencial do laboratório faz-se adicionando a velocidade do electrão v . Mas como $v \simeq c$, esta adição não dá um vector velocidade a 45° com módulo $\sqrt{2}c$. O fóton desloca-se também com velocidade c e com uma direcção que se fecha para a frente aproximando-se da direcção da trajectória até fazer com ela um ângulo θ , em que $\sin \theta = \sqrt{1 - v^2/c^2}$. O cone voltado para a frente torna-se cada vez mais apertado à medida que a energia do electrão cresce. Isto pode ser expresso do seguinte modo: devido à dilatação do tempo, o fóton adianta-se na direcção perpendicular menos do que era de esperar [3].

Segundo Fourier, a uma travagem brusca, corresponde um espectro de emissão contínuo. Por isso, do ponto de vista da teoria clássica, o espectro dos raios-x de travagem deveria ser contínuo e estender-se até frequências arbitrariamente

elevadas. Mas, de acordo com a teoria quântica, a radiação está quantizada em fótons e só um número inteiro deles é que pode assumir toda a energia do electrão. O espectro interrompe-se para uma frequência limite ν , para a qual $h\nu = eV$, em que h é a constante de Planck, e a carga do electrão e V a tensão que o acelera. Na figura 2.1 podem ser vistos os espectros de raios-x produzidos por diferentes tensões entre o ânodo e o cátodo de um tubo de raios-x.

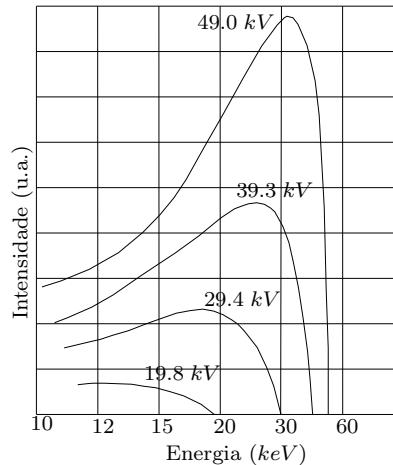


Figura 2.1: Distribuição espectral da intensidade dos raios-x de travagem provenientes de um ânodo pesado.

Radiação característica

Quando a energia dos electrões é suficientemente elevada, ao espectro da radiação de travagem sobrepõe-se um espectro de riscas de estrutura relativamente simples que, ao contrário do que se passa com a radiação de travagem, é característico do material do ânodo. Este espectro de radiação tem origem quando os electrões rápidos penetram profundamente na nuvem electrónica do átomo atingido e só depende da estrutura das suas camadas de electrões interiores. Isto significa que esta radiação não é afectada pela situação química ou pelo estado de agregação do átomo, ao contrário do que se passa com a radiação na região visível do espectro. A figura 2.2 mostra o espectro de radiação característica sobreposto ao espectro de travagem para um ânodo de cobre e tensão de 40 kV. Tudo indica que as riscas de radiação se formam por saltos de electrões entre estados estacionários nas camadas mais próximas do núcleo do átomo usado como alvo. Se um electrão de alta velocidade ao incidir no ânodo excitar outro electrão de uma das camadas mais profundas de um átomo, um terceiro electrão situado mais à superfície pode saltar para a lacuna deixada, emitindo um fóton cuja frequência

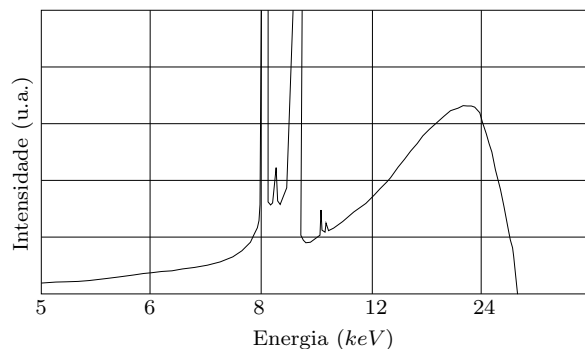


Figura 2.2: Espectro de raios-x de um ânodo de cobre onde se podem ver as riscas características sobrepostas ao espectro contínuo da radiação de travagem.

corresponde à diferença de energia entre os dois estados. Isto significa que a cada salto corresponde uma frequência constante.

2.1.2 O sincrotrão

Num sincrotrão, a radiação provém de partículas com carga que viajam a velocidades próximas da da luz, em trajectórias curvilíneas, mantidas por campos electromagnéticos. As partículas viajam dentro de anéis onde a sua energia é mantida constante.

A radiação ou é produzida nos campos eléctricos, necessários para manter as partículas carregadas numa órbita fechada, ou em dispositivos inseridos, tais como *wigglers* ou *undulators* [1], situados nas secções rectilíneas do anel. Nestes dispositivos, um campo magnético alternado força as partículas carregadas a oscilar, em vez de se moverem em linha recta. De acordo com a teoria de Maxwell, uma partícula carregada quando oscila produz ondas electromagnéticas e, se as oscilações forem muito rápidas, o comprimento de onda das radiações electromagnéticas produzidas está na região dos raios-x.

2.1.3 O *laser* de electrões livres

O *laser* de electrões livres encontra-se em fase de projecto, mas os resultados já obtidos fazem prever importantes inovações quando operacional, [1]. O seu mecanismo de operação chamado de “Emissão estimulada e auto-amplificada”, já foi demonstrado para comprimentos de onda infravermelhos e há alguns projectos para estender a sua gama de operação aos ultravioletas e raios-x [4, 5]. Já se demonstrou ser possível alcançar comprimentos de onda da ordem de 0.1 nm , obtendo-se fontes de raios-x completamente coerentes num plano transversal e

com uma intensidade de muitas ordens de grandeza acima da radiação produzida pela terceira geração de sincrotrões.

2.2 Interacção dos raios-x com a matéria

A operação de qualquer detector de raios-x depende basicamente do modo como a radiação a ser detectada interage com o material que o constitui. Embora sejam conhecidos vários mecanismos de interacção dos raios-x com a matéria, apenas três deles são de importância relevante na sua medição: a absorção fotoeléctrica, a dispersão de Compton e a produção de um par electrão-positrão. Estes processos baseiam-se na transferência parcial ou total da energia do fóton de raios-x para um átomo. Como resultado, a trajectória e a energia do fóton são drasticamente alteradas, podendo este ser aniquilado ou desviado de um ângulo significativo.

Quando penetra na matéria, um feixe de fótons é absorvido segundo uma lei exponencial, tal como a luz visível, em conformidade com a lei de Lambert-Beer:

$$I = I_o e^{(-\mu/\rho)\rho x}, \quad (2.1)$$

em que I_o é a intensidade inicial do feixe, I a sua intensidade à distância x (cm) da superfície e ρ é a densidade do material (g/cm^3). A grandeza ρx da equação 2.1 é a densidade de massa da superfície (produto da densidade do material pela espessura da camada), com as dimensões de g/cm^2 e μ/ρ (cm^2/g) é o coeficiente de absorção de massa (coeficiente de absorção linear por unidade de densidade).

O coeficiente de absorção de massa μ/ρ está relacionado com as secções eficazes dos vários processos de interacção dos raios-x com a matéria de acordo com:

$$\mu/\rho = \frac{N_{AV}}{A} \sum_i \sigma_i, \quad (2.2)$$

em que σ_i é a secção atómica eficaz do processo de interacção i , A é a massa atómica relativa do átomo com o qual se dá a interacção e N_{AV} é o número de Avogadro (6.022×10^{23} por mole). O coeficiente de absorção de massa (μ/ρ) varia com a energia dos fótons incidentes, uma vez que as secções eficazes dos processos de interacção são dependentes da energia dos mesmos fótons. Para energias abaixo dos 100 keV, a interacção dominante é a absorção fotoeléctrica [6],

$$\gamma + \text{átomo} \rightarrow \text{átomo}^+ + e^- \quad (2.3)$$

em que γ representa um fóton e e^- um electrão. Na gama média de energias (≥ 1 MeV) o efeito Compton é dominante. O efeito Compton não é mais do que o desvio sofrido por um fóton ao interagir com um electrão [6],

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-. \quad (2.4)$$

A energias muito altas ($\gg 1 \text{ MeV}$), a secção eficaz para a produção de pares electrão-positrão é a mais significativa [6],

$$\gamma + \text{núcleo} \rightarrow e^+ + e^- + \text{núcleo}. \quad (2.5)$$

2.2.1 Efeito fotoeléctrico

Os electrões atómicos podem absorver a energia de um fotão na sua totalidade, enquanto que para os electrões livres, devido à conservação do momento, tal não é possível. A absorção de um fotão por um electrão atómico requer uma terceira entidade de colisão que neste caso é o núcleo do átomo. A secção eficaz para a absorção de um fotão de energia E_γ na camada de electrões K é particularmente grande ($\approx 80\%$ da secção eficaz total), devido à proximidade da terceira entidade de colisão, o núcleo atómico, que absorve o momento de recuo. A secção eficaz total para o efeito fotoeléctrico na gama não relativística longe das fronteiras de absorção é dada pela aproximação de Born [7]:

$$\sigma_{\text{foto}}^K = \left(\frac{32}{\varepsilon^7}\right) \alpha^4 Z^5 \sigma_{\text{Th}}^e \quad [cm^2/\text{átomo}], \quad (2.6)$$

onde:

$$\varepsilon = E_\gamma/m_e c^2, \quad (2.7)$$

é a energia reduzida do fotão e:

$$\sigma_{\text{Th}}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad (2.8)$$

é a secção eficaz de Thomson para colisões elásticas de fotões em electrões. O raio do electrão da teoria clássica é dado por:

$$r_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.81794 \times 10^{-15} \text{ m}, \quad (2.9)$$

e a constante de estrutura fina é dada por:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} = 7.29735 \times 10^{-3}. \quad (2.10)$$

Perto das fronteiras de absorção, a dependência entre a secção eficaz e a energia do fotão é modificada por uma função $f(E_\gamma, E_\gamma^{\text{fronteira}})$ [7]. Para altas energias ($E_\gamma \gg m_e c^2$) a dependência entre a secção eficaz e a energia para o efeito fotoeléctrico é muito menos nítida:

$$\sigma_{\text{foto}}^K = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon}. \quad (2.11)$$

Nas equações 2.6 e 2.11 a dependência entre a secção eficaz e o número atómico é de Z^5 . Isto é uma indicação de que não há uma interacção do fóton com um electrão atómico isolado. As correcções à dependência entre a secção eficaz e o número atómico mostram que σ_{photo} é uma função mais complexa de Z . Na gama de energias entre 100 *keV* e 5 *MeV*, o expoente de Z varia entre 4 e 5.

Como consequência do efeito fotoeléctrico numa camada interior de um átomo (camada K, por exemplo) podem ocorrer alguns efeitos secundários. Se a lacuna deixada pela interacção do electrão com o fóton for preenchida por outro electrão de uma camada superior, a diferença de energias pode ser libertada sob a forma de um outro fóton de raios-x característico, que por sua vez pode ser absorvido por outro electrão do mesmo átomo ou de átomos vizinhos. Se a energia for superior à energia de ligação da camada de electrões do átomo em questão, um outro electrão pode deixar o átomo (efeito de Auger) [8]. A energia destes electrões de Auger é necessariamente menor do que a energia do fotoelectrão primário. Como exemplo, imagine-se que a fotoionização ocorre na camada K que tem uma energia de ligação E_K . Se a lacuna criada for preenchida por um electrão da camada L cuja energia de ligação é de E_L , vai ser libertada a energia $E_K - E_L$. Esta energia, por sua vez, pode ser transferida para outro electrão da camada L. Se $E_K - E_L > E_L$, este electrão pode deixar a camada L, como electrão de Auger, com uma energia cinética igual a $E_K - 2E_L$.

2.2.2 Efeito Compton

O efeito Compton descreve a dispersão sofrida pelos fótons ao interagirem com electrões livres. No tratamento deste processo de interacção, a energia de ligação dos electrões aos átomos normalmente é desprezada. A secção eficaz total, por electrão, para a dispersão de Compton é dada pela fórmula de Klein-Nishina [9]:

$$\begin{aligned} \sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \left(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \quad [cm^2/\text{electrão}], \end{aligned} \quad (2.12)$$

em que ε é dado pela equação 2.7.

A dispersão de Compton, para um átomo no seu todo, é proporcional ao número atómico, uma vez que existem Z electrões com os quais é possível dar-se uma interacção. Por consequência,

$$\sigma_c^{\text{atómico}} = Z\sigma_c^e. \quad (2.13)$$

A relação entre a energia do fóton desviado e a do fóton incidente é dada por:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (2.14)$$

2. Produção e detecção de raios-x

onde θ_γ é o ângulo de desvio do fóton no referencial do laboratório (figura 2.3).

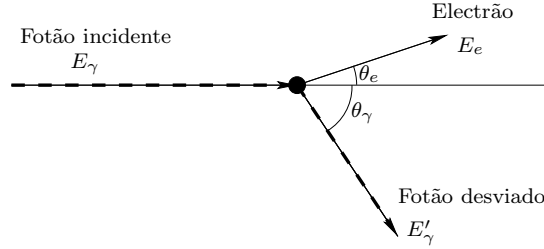


Figura 2.3: Variáveis cinemáticas da dispersão de Compton.

Quando $\theta_\gamma = 180^\circ$, ou seja, o fóton volta para trás, a energia transferida para o elétron atinge o seu valor máximo, fazendo com que a relação entre a energia do fóton incidente e a do fóton desviado seja dada apenas por:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + 2\varepsilon}. \quad (2.15)$$

O ângulo de desvio sofrido pelo elétron, em relação à direcção do fóton incidente pode ser obtida por:

$$\cot \theta_e = (1 + \varepsilon) \tan \frac{\theta_\gamma}{2}. \quad (2.16)$$

Devido à conservação do momento, este ângulo nunca pode ser superior a $\pi/2$.

Na dispersão de Compton apenas uma parte da energia do fóton é transferida para o elétron. Pode então definir-se a secção eficaz do desvio de energia como sendo:

$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \sigma_c^e \quad (2.17)$$

e a secção eficaz da absorção por:

$$\sigma_{ca} = \sigma_c^e - \sigma_{cs}. \quad (2.18)$$

A equação 2.18 é importante em processos de absorção e está relacionada com a probabilidade de uma energia cinética $E_{cin} = E_\gamma - E'_\gamma$ ser transferida para um elétron.

Por curiosidade, pode ser mencionado que adicionalmente ao processo de dispersão de Compton normal dos fótons em electrões em repouso, também existe um processo de dispersão de Compton inverso. Neste caso, um electrão de alta energia colide com um fóton de baixa energia e transfere para este último uma fracção da sua energia cinética. Esta transferência de energia faz com que o fóton seja desviado para mais altas frequências [9].

A dispersão de Compton não ocorre apenas com electrões, mas também com outras partículas com carga. A interacção com electrões atómicos é sem dúvida a mais importante para o funcionamento dos detectores de radiação.

2.2.3 Produção de pares electrão-positrão

A produção de um par electrão-positrão no campo eléctrico do núcleo de um átomo só é possível se a energia do fotão exceder um determinado limiar, sendo este dada pela massa de repouso do electrão e do positrão mais a energia de recuo que é transferida ao núcleo do átomo. A partir da conservação da energia e do momento, a energia limiar para a produção de um par electrão-positrão é de [9]:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{núcleo}}} c^2. \quad (2.19)$$

Como a massa do electrão (m_e) é muito menor do que a massa do núcleo ($m_{\text{núcleo}}$), a expressão da energia limiar pode ser aproximada por:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2. \quad (2.20)$$

Por outro lado, se a interacção tiver lugar no campo eléctrico de um electrão, a expressão para a energia limiar vem:

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2. \quad (2.21)$$

A probabilidade de ocorrer a produção de um par electrão-positrão no campo do electrão é, no entanto, muito menor do que a probabilidade de a mesma ocorrer no campo do núcleo [9].

No caso de a carga nuclear não estar encoberta pelos electrões atómicos e

$$\varepsilon < \frac{1}{\alpha Z^{1/3}},$$

a secção eficaz para a produção de pares electrão-positrão é dada por [10]:

$$\sigma_{\text{par}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{109}{54} \right) \quad [cm^2/\text{átomo}]. \quad (2.22)$$

Para baixas energias, o fotão deve passar relativamente perto do núcleo para que possa ter lugar uma produção de par, o que significa que o fotão vai ver o núcleo “descoberto” de electrões.

Para o caso da energia do fotão ser alta,

$$\varepsilon \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}},$$

e o núcleo estar coberto pelos electrões, a secção eficaz para a produção de pares electrão-positrão é dada por:

$$\sigma_{\text{par}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad [cm^2/\text{átomo}]. \quad (2.23)$$

Neste caso, deve ser tomado em conta o facto da carga nuclear estar encoberta pela carga dos electrões. Para fotões de energias altas, a secção eficaz para a produção de um par electrão-positrão tende para um valor que é independente da energia do fotão incidente, tal como pode ser visto na equação 2.23. Como o termo $1/54$ entre parêntesis na equação 2.23 é muito menor do que o outro, pode desprezar-se, obtendo-se a seguinte equação aproximada:

$$\sigma_{\text{par}} \approx \frac{7}{9} 4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}. \quad (2.24)$$

É de salientar que a produção de um par electrão-positrão não pode acontecer no vácuo, uma vez que não seria possível a conservação da quantidade de movimento. O fotão tem uma quantidade de movimento $p = E_\gamma/c$, e como $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ (equação 2.20), $p \geq 2m_e c$, ou seja, o electrão e o positrão teriam que se mover a uma velocidade superior a c . Portanto é necessária uma outra partícula, em cujo campo ocorre a formação de pares, para receber a diferença de quantidade de movimento.

2.2.4 Outros processos de interacção entre os raios-x e a matéria

Além dos três processos descritos anteriormente, existem outros cujo interesse para a realização de detectores é muito menor:

Dispersão coerente ou de Rayleigh

Contrariamente à dispersão de Compton dos fotões em electrões individuais, a dispersão de Rayleigh ocorre apenas em electrões que fazem parte de um átomo. Uma vez que o momento de recuo na interacção de Rayleigh é absorvido pelo átomo como um todo, a perda de energia sofrida por um fotão de raios-x é insignificante e o ângulo de desvio é pequeno. Devido ao efeito na energia ou direcção do fotão ser mínimo, na prática é procedimento comum que a dispersão de Rayleigh seja ignorada nos cálculos de interacções entre raios-x e a matéria [11].

Absorção fotonuclear

A absorção de um fotão por um núcleo atómico normalmente resulta na emissão de um ou mais neutrões e/ou protões. Esta interacção pode contribuir em 5% a 10% para a secção eficaz total de interacção com fotões numa região de energias relativamente estreita, normalmente entre 5 MeV e 40 MeV , dependendo do núcleo em questão [12, 13, 14, 15, 16]. Os efeitos desta interacção podem ser observados em medidas do coeficiente de atenuação total [17]. No entanto, existe

uma dependência irregular entre esta secção eficaz e o número atómico ou a massa atómica, não havendo nenhum modelo teórico comparável aos das outras secções eficazes.

Dispersão nuclear elástica

É um efeito análogo ao da dispersão Compton de muito baixa energia produzida por um electrão, só que desta vez é produzida pelo núcleo. Neste processo, um fóton interage com o núcleo de tal forma que volta a ser emitido com a mesma energia [13].

Dispersão nuclear inelástica

O núcleo de um átomo é levado a um nível de energia mais elevado pela absorção de um fóton. O núcleo excitado vai libertar um outro fóton de energia igual ou inferior ao primeiro [13].

Dispersão de Delbrück

O fenómeno de dispersão de um fóton pelo campo eléctrico do núcleo é chamado de dispersão de Delbrück. Este fenómeno pode ser entendido como a formação de um par electrão-positrão virtual no campo do núcleo seguida da sua aniquilação [18, 19].

2.2.5 Secção eficaz total de absorção de fótons

O coeficiente de absorção de massa, que está relacionado com as secções eficazes para os vários processos de interação de acordo com a equação 2.2, pode ser visto na figura 2.4 para o iodeto de cézio. Nesta figura pode verificar-se que, na gama de energias com interesse para o projecto dos detectores de raios-x (representada com fundo cinzento), os processos de interação mais importantes são o efeito fotoeléctrico e o efeito de Compton.

Uma vez que a dispersão de Compton tem uma importância especial nas interações entre fótons e electrões, devido ao facto de apenas uma parte da energia ser transferida, deve fazer-se a distinção entre o coeficiente de atenuação de massa e o coeficiente de absorção de massa [9]. O coeficiente de atenuação de massa (μ_{cs}) está relacionado com a secção eficaz da dispersão de energia de Compton (σ_{cs}) (equações 2.17 e 2.2). De um modo análogo, o coeficiente de absorção de massa (μ_{ca}) é calculado a partir da secção eficaz de absorção de energia de Compton (σ_{ca}) (equações 2.18 e 2.2).

O coeficiente de atenuação de massa de um composto ou de uma mistura de elementos pode ser calculado a partir dos coeficientes individuais de cada um dos

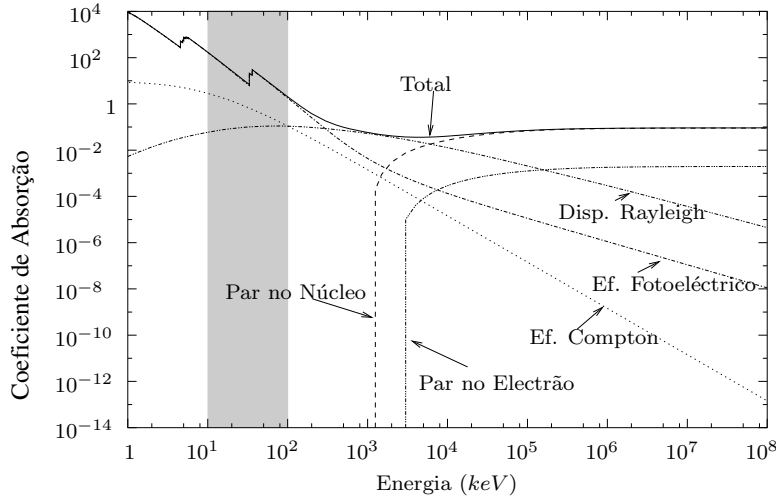


Figura 2.4: Coeficientes de absorção de massa do iodeto de cézio. A gama de energias com interesse para o projecto dos detectores de raios-x baseados em cintiladores está representada com fundo cinzento.

elementos a partir de

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_c = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (2.25)$$

onde os factores w_i representam a fracção de massa do elemento i presente no composto ou na mistura. No caso do exemplo da figura 2.4, o iodo com número atómico 53 e massa atómica relativa de 126.9 contribui com uma fracção de massa de 48.8%, enquanto que o cézio, com número atómico 55 e massa atómica relativa de 132.9, contribui com uma fracção de massa de 51.2%.

O estudo das interacções entre a radiação e a matéria descrito neste capítulo foi concretizado com a realização de um programa de simulação das diferentes secções eficazes. O programa foi desenvolvido em linguagem C++ e baseado nos dados tabelados por Hubbel [20]. O gráfico da figura 2.4 foi construído a partir de uma simulação realizada com o referido programa.

2.3 Propriedades dos detectores de radiação

O sinal de saída de um detector de radiação resulta da ionização e ou excitação de átomos, produzidos pelas interacções descritas anteriormente, que ocorrem no meio de detecção. O sinal de saída do detector pode ser produzido por ionizações primárias ou por cintilações que são subsequentemente transformadas em pulsos eléctricos. Normalmente o sinal eléctrico de saída deve estar próximo de um valor

proporcional à energia incidente no meio de detecção. As principais características de um detector são as seguintes [21]:

- Resolução de energia.
- Resolução temporal.
- Resolução espacial (para os detectores de posição).
- Eficiência na detecção.
- Proporcionalidade entre a energia depositada e o sinal de saída.
- Forma de onda do pulso de saída.

2.3.1 Resolução de energia

Quando um detector mede um feixe de raios-x monoenergético, de um modo directo ou indirecto, a partir deste feixe são libertados electrões dos átomos do material detector, que por sua vez podem ser medidos sob a forma de uma corrente eléctrica. Devido à natureza estatística do processo, a distribuição do número de electrões libertados pelo feixe monoenergético, terá uma forma próxima da Gaussiana, com um pico que corresponde à energia do feixe de raios-x. A resolução energética é então definida como sendo a largura total do pico a metade da sua altura máxima, FWHM (*Full Width Half Maximum*). Quanto menor for o FWHM, melhor se situa o detector para separar picos próximos. Como regra, pode dizer-se que dois picos diferentes podem ser resolvidos se a sua distância mínima for superior ao FWHM.

2.3.2 Resolução temporal

Muitas vezes existe o interesse em conhecer a sequência temporal de dois ou mais impulsos relacionados. A resolução temporal é definida de um modo análogo à resolução de energia através da largura total do pico de atraso a metade da sua altura máxima (FWHM).

2.3.3 Resolução espacial

Os detectores de posição medem, não só a intensidade e ou a energia das partículas incidentes, mas também a posição em que elas incidem. A resolução espacial, tal como as duas anteriores, mede-se através da largura total do pico de distribuição espacial da intensidade a metade da sua altura máxima (FWHM).

2.3.4 Eficiência na detecção

A eficiência na detecção é a probabilidade do detector registar uma partícula emitida por uma amostra com uma geometria bem definida. Pode ser dividida em duas componentes: eficiência absoluta (ε_{ab}) e eficiência intrínseca (ε_{in}).

A eficiência absoluta é a relação entre o número de impulsos medidos e o número de partículas emitidas pela fonte.

A eficiência intrínseca é a relação entre o número de impulsos medidos e o número de partículas que atingem o detector.

As duas medidas de eficiência estão relacionadas do seguinte modo:

$$\varepsilon_{ab} = \varepsilon_{in}(4\pi/\Omega), \quad (2.26)$$

em que Ω é o ângulo sólido médio sob o qual a fonte vê o detector.

2.3.5 Proporcionalidade entre a energia incidente e o sinal de saída

A proporcionalidade entre a energia incidente e o sinal de saída traduz a linearidade do detector. A sua medida pode ser efectuada em termos do coeficiente de correlação do produto dos momentos (coeficiente de Pearson), r que é definido por:

$$r = \frac{n(\sum X_i Y_i) - (\sum X_i)(\sum Y_i)}{\sqrt{[n \sum X_i^2 - (\sum X_i)^2][n \sum Y_i^2 - (\sum Y_i)^2]}}, \quad (2.27)$$

em que n é o número de medidas efectuadas, X o vector das energias incidentes no detector e Y o vector dos valores medidos. À medida que a linearidade do detector aumenta, o valor de r aproxima-se de 1, caso o sinal de saída seja directamente proporcional à energia incidente, ou de -1 caso as duas grandezas sejam inversamente proporcionais.

2.3.6 Forma de onda do pulso de saída

Tanto a taxa de subida do pulso eléctrico do detector como a sua taxa de descida são características do detector e podem ser usadas para eliminar pulsos de interferência que possam aparecer sobrepostos aos sinais reais.

2.4 Conclusão

Como fonte, o tubo de raios-x continua a ser usado em praticamente todas as aplicações, desde a medicina à indústria, sendo a usada nos testes a efectuar

aos detectores desenvolvidos neste projecto. O *laser* de electrões livres revela-se bastante promissor e é natural que venha a substituir o tubo de raios-x em muitas aplicações, sobretudo devido à sua alta eficiência em termos de energia quando comparado com o primeiro.

Dos processos de interacção entre a radiação e a matéria, podem salientar-se dois como sendo os mais importantes para o projecto dos microdetectores de raios-x baseados em cintiladores, dada a gama de energias em que predominam:

- O efeito fotoeléctrico ocorre em átomos como um todo. Dependendo do número atómico do átomo em questão, a probabilidade de ocorrer é proporcional a Z^x , onde x é um número entre 4 e 5.

- O efeito de Compton ocorre em electrões livres, o que faz com que a probabilidade de ocorrer seja proporcional ao número de electrões que existem no átomo, ou seja, é proporcional a Z .

A probabilidade de ocorrência de cada um destes processos, além dos átomos que constituem a matéria, depende sobretudo da energia da radiação incidente.

Quanto às propriedades gerais dos detectores de radiação, em aplicações de imagem médica, as mais importantes são a eficiência na detecção e a resolução espacial. A primeira dá uma indicação da dose de radiação a que o paciente fica sujeito e a segunda está ligada directamente à qualidade da imagem obtida numa radiografia.

Bibliografia

- [1] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of Modern X-Ray Physics*. John Wiley and Sons, 2001.
- [2] J. Selman. *The Fundamentals of X-rays and Radium Physics*. Charles C Thomas Publisher, Illinois USA, 8th edition, 1994.
- [3] C. Gerthsen, Kneser, and H. Vogel. *Física*. Fundação Calouste Gulbenkian, 2nd edition, 1998.
- [4] Y. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, et. al. On the possibility of using a free for polarization of electrons in storage rings. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 193:415–421, 1982.
- [5] J. B. Murphy and C. R. Pellegrini. Generation of high-intensity coherent radiation in the soft-x-ray and vacuum-ultraviolet region. *J. Opt. Soc. of America B*, 2:259–264, 1985.
- [6] C. Grupen. Physics of particle detection. Technical report, ICFA Instrumentation School, Istanbul, Turkey, 1999.

- [7] P. Marmier and E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles*, volume 1. Academic Press, New York, 1969.
- [8] H. Hirayama. Lecture notes on photon interactions and cross sections. Technical report, KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Oho, Tsukuba, Ibaraky, Japan, 2000.
- [9] C. Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 1996.
- [10] B. Rossi. *High Energy Particles*. Prentice-Hall, 1952.
- [11] R. E. Faw and J. K. Shultis. *Radiological Assessment Sources and Exposures*. PRT Prentice-Hall, Inc., 1993.
- [12] E. Hayward. Photonuclear reactions. NBS Monograph 118, U. S. National Bureau of Standards, 1970.
- [13] E. G. Fuller and E. Hayward. *Photonuclear Reactions*. Dowden, Hutchinson and Ross, Stroudsburg Pennsylvania, 1976.
- [14] S. S. Dietrich and B. L. Berman. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. In *At. Data Nucl. Data Tables*, volume 38, pages 199–338, 1988.
- [15] J. H. Hubbell. Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 *keV* to 100 *GeV*. NSRDS-NBS 29, U. S. National Bureau of Standards, 1969.
- [16] J. H. Hubbell. Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 *keV* to 20 *MeV*. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, 33:1269–1290, 1982.
- [17] H. A. Gimm and J. H. Hubbell. Total photon absorption cross section measurements, theoretical analysis and evaluations for energies above 10 *MeV*. NBS Techn. Note 968, U. S. National Bureau of Standards, 1978.
- [18] M. Schumacher. Delbrueck scattering. *Radiat Phys Chem*, 56:101–111, 1999.
- [19] R. N. Lee, A. I. Milstein and V. M. Strakhovenko. Simple Analytical Representation for the High-Energy Delbrück Scattering Amplitudes. Budker inp 99-6, Siberian Branch of Russian Academy of Science - Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, 1999.
- [20] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer. Tables of X-ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest. NISTIR 5632, U. S. National Institute of Standards, 1995.

- [21] P. Theodórsson. *Measurement of weak radioactivity*. World Scientific, Singapore, 1996.

2. Produção e detecção de raios-x

Capítulo 3

Materiais cintiladores

O processo físico que ocorre nos materiais cintiladores pode ser considerado basicamente como a conversão da alta energia de um fóton ou partícula incidente num elevado número de outros fótons de baixa energia. Os processos de absorção ou transferência de energia entre os fótons de raios-x e a matéria que constitui o cintilador, foram abordados no capítulo anterior.

Os cintiladores são aplicados em muitos sistemas de detectores, em vários campos (ver secção 3.2) sendo a procura de propriedades de cintilação muito exigente, tanto para aplicações existentes como para as novas. Neste capítulo é feita uma análise das propriedades dos cintiladores mais usados, de algumas das suas aplicações e do processo de cintilação em si, ou seja, o modo como a energia dos raios-x absorvida é transferida para os centros luminescentes, para que depois estes libertem fótons na região visível do espectro. Finalmente, são descritos os tipos mais comuns de cintiladores.

3.1 Propriedades dos cintiladores

Quando se pretende escolher um cintilador existem uma série de propriedades que devem ser consideradas, de entre as quais se salientam a eficiência, a resposta temporal, a resposta à variação da temperatura, transmissividade óptica, índice de refração, resistência à radiação, densidade e espectro de emissão.

3.1.1 Eficiência da cintilação e resposta temporal

Dos cinco estágios do processo de cintilação (ver secção 3.3), são os três últimos que determinam a eficiência do cintilador. Os três últimos estágios são: multiplicação e termalização dos pares electrão-lacuna, cuja eficiência depende do hiato de energia (E_g) do cristal; o transporte de energia, com eficiência S ; e a lumi-

3. Materiais cintiladores

nescência do centro óptico, com eficiência Q (ver secção 3.3). Assim, pode dizer-se que a luz produzida (L_R) é de [1]:

$$L_R = \frac{10^6 S Q}{\beta E_g} \quad [\text{fotões}/MeV], \quad (3.1)$$

onde E_g está expresso em eV . O termo no denominador, βE_g , representa a energia necessária para criar um par electrão-lacuna e é sensivelmente igual a $2E_g$. Assumindo que a eficiência do transporte e da luminescência são máximas ($S = Q = 1$), o valor máximo de luz de saída é dado por:

$$L_{max} \approx \frac{0.5 \times 10^6}{E_g} \quad [\text{fotões}/MeV]. \quad (3.2)$$

Por exemplo, para os cintiladores baseados em CsI ($E_g = 6.2 \text{ eV}$), $L_{max} = 80\,000 \text{ fotões}/MeV$. Na prática, verifica-se que o valor de luz de saída à temperatura ambiente, para o cristal CsI:Tl é de $64\,800 \pm 3200 \text{ fotões}/MeV$, obtendo-se o máximo de $70\,000 \text{ fotões}/MeV$ a $-35^\circ C$ [2].

Quanto à duração do pulso de cintilação, na maior parte dos cintiladores, pode considerar-se que a emissão acontece instantaneamente e atinge o máximo em $t = 0$. A intensidade da emissão $J(t)$ (em $\text{fotões}/s$) de um cintilador com um tipo de centro de luminescência tem um decaimento exponencial, com uma constante de tempo τ :

$$J(t) = J(0)e^{(-t/\tau)}, \quad (3.3)$$

onde $J(0)$ é a intensidade inicial. Este caso está em conformidade com um tipo de recombinação linear (cinética de sistema de primeira ordem), quando a concentração de centros de luminescência é superior à concentração de electrões e lacunas fora de equilíbrio.

A luminosidade de saída de um cintilador pode também ser obtida em função da constante de tempo [3]:

$$L_R = \frac{1}{E_\gamma} \int_0^\infty J(t) dt = \frac{J(0)\tau}{E_\gamma}. \quad (3.4)$$

A partir da teoria da luminescência, sabe-se que as transições de dipolo eléctrico têm a maior probabilidade. A probabilidade ou taxa radiativa w_r é igual ao inverso da constante de tempo ($w_r = 1/\tau$). A constante de tempo é dada por [3]:

$$\tau = \frac{cm_e}{8\pi e^2} \frac{\lambda^2}{fn} \left(\frac{3}{n^2 + 2} \right)^2, \quad (3.5)$$

em que f é frequência de oscilação, λ é o comprimento de onda da transição e n é o índice de refração do material. As constantes c , m_e e e representam respectivamente a velocidade da luz no vácuo, a massa do electrão e a sua carga.

A equação 3.5 mostra que a constante de tempo aumenta com o quadrado do comprimento de onda. Consequentemente, os cintiladores que produzem luz ultravioleta tendem a ser os mais rápidos. Os resultados experimentais confirmam esta regularidade.

3.1.2 Resposta à variação da temperatura

Na maioria das aplicações, os cintiladores são usados à temperatura ambiente. Durante a operação, a sua temperatura pode variar significativamente devido à energia da radiação absorvida ou à alteração das condições ambientais. Também se torna bastante difícil manter um regime de operação estável em termos de temperatura para os cintiladores usados em detectores para aplicações espaciais. A variação da luz produzida por um cintilador com a temperatura provoca uma variação do sinal de saída do detector, sendo normalmente necessária uma boa estabilidade térmica do cintilador para uma operação precisa do detector.

Para a excitação directa de um centro de luminescência (fotoluminescência), a dependência entre a eficiência quântica e a temperatura é determinada pela variação da probabilidade de ocorrerem transições não radiativas (P_{nr}). Esta probabilidade é proporcional ao factor de Boltzmann ($e^{-E_q/k_B T}$), onde E_q é a energia de extinção, k_B a constante de Boltzmann e T a temperatura. A probabilidade de ocorrer uma transição radiativa (P_r) não é afectada pela temperatura. A eficiência quântica da luminescência pode ser escrita como:

$$q(T) = \frac{P_r}{P_r + P_{nr}} = \frac{1}{1 + C e^{-E_q/k_B T}}, \quad (3.6)$$

onde C é uma constante de extinção. A baixas temperaturas, $k_B T \ll E_q$, as transições radiativas são dominantes e a eficiência quântica varia pouco com a temperatura. Quando a temperatura aumenta, as transições não radiativas começam a ser significativas e a luminescência tem grandes variações numa faixa estreita de temperaturas. Os parâmetros C e E_q são ajustados de modo a que a equação 3.6 traduza da forma mais apropriada os resultados experimentais para cada material. O tempo de resposta de um cintilador é também afectado pela temperatura, uma vez que $\tau(T) = \tau_o q(T)$, onde τ_o é a constante de tempo quando a temperatura tende para zero.

A dependência entre a luz produzida e a temperatura para os cintiladores dopados apresenta uma curva mais complexa devido à participação dos portadores apanhados (centros V_k , por exemplo) no processo de recombinação. A figura 3.1 mostra a variação da luz produzida pelos cristais NaI:Tl, CsI:Tl, CsI:Na e BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), com a temperatura.

Para um detector com resposta linear, a luz de saída do cintilador deve ser estável na gama de temperaturas de operação do mesmo. A estabilidade pode ser

3. Materiais cintiladores

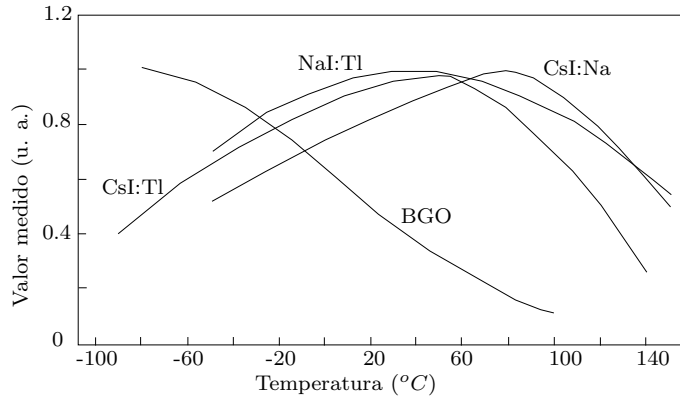


Figura 3.1: Dependência entre a luz produzida por alguns cintiladores com a temperatura.

caracterizada pelo coeficiente de variação da luz de saída com a temperatura [3]:

$$\alpha_T = \frac{L - L_o}{L_o(T - 300)}, \quad (3.7)$$

onde L_o é a luz produzida pelo cintilador a 300 K. Os cristais NaI:Tl ($0.22\%/K \leq \alpha_T \leq 0.95\%/K$), CsI:Tl e CsI:Na ($0.24\%/K \leq \alpha_T \leq 0.67\%/K$) têm coeficientes de temperatura positivos, enquanto que os cristais BGO ($1.5\%/K \leq \alpha_T \leq 1.7\%/K$), CsI e BaF₂ têm coeficientes de temperatura negativos [4]. A luz de saída dos CdWO₄ e CaF₂:Eu têm variações muito pequenas a temperaturas próximas da ambiente.

3.1.3 Propriedades ópticas

As características ópticas principais de um cintilador são a transmissividade e o índice de refração. Como regra geral, o cintilador deve transmitir a sua própria luz. Uma condição desejável é que uma grande parte dos fótons emitidos pelos centros de luminescência seja absorvida pelo fotodetector, ou seja, a medida da luz de saída deve estar próxima da produzida pelo cintilador.

Para que a eficiência seja maximizada, todas as superfícies do cintilador (excepto a que fica voltada para o fotodetector) devem ser polidas e revestidas por um material reflector, tal como o Al, Al₂O₃ ou o MgO. Tais superfícies apresentam uma reflexão difusa, com um índice que, de acordo com o ângulo de incidência, pode atingir os 100% [5].

Outra característica importante das propriedades ópticas de um cintilador é o seu índice de refração n . Para que a transferência de luz seja máxima, deve tomar-se em consideração que se os índices de refração do cintilador e do detector

forem diferentes, a luz que sai do cintilador sob determinado ângulo, é reflectida, não sendo detectada. Para minimizar este problema, é normalmente necessário um filtro anti-reflectivo na interface entre o cintilador e o fotodetector. Este assunto será analisado com maior detalhe no capítulo 4.

3.1.4 Resistência à radiação

A interacção da radiação com um cristal cintilador, produz invariavelmente defeitos na sua estrutura. A criação destes defeitos é um processo complexo que envolve, não só o material de que é feito o cristal, como a presença de impurezas ou defeitos já existentes na estrutura cristalina. Os defeitos acumulados na estrutura do cristal influenciam sobretudo as suas propriedades ópticas e de cintilação. Como resultado de algumas investigações, chegou-se à conclusão de que, à medida que os defeitos produzidos pela radiação aumentam, vai-se dando uma degradação da transmissividade do cintilador [3].

É de salientar que a resistência à radiação não é uma quantidade bem definida. O termo “boa resistência à radiação” não é mais do que uma medida da dose máxima tolerada por um detector. Esta dose tolerada depende das dimensões do detector e do tipo de radiação a que ele está sujeito. Foi sugerido [6] que a resistência à radiação podia ser definida como sendo a dose que reduz significativamente (de 20% a 40%) a transmissividade do cristal no comprimento de onda em que ocorre o pico da sua emissão. Esta dose de radiação mede-se em *rad* (*Radiation Absorbed Dose*) ou *Gy* (*Gray*). Estas unidades estão relacionadas do seguinte modo:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad.} \quad (3.8)$$

3.1.5 Densidade

Na detecção e espectroscopia de raios-x ou gama, são usados normalmente cintiladores inorgânicos pesados. Os materiais de alta densidade fazem com que a absorção de toda a energia incidente seja possível, usando uma secção de pequenas dimensões. Pela mesma razão, o número atómico dos elementos que compõem o cintilador deve ser igualmente alto. Em aplicações em que é necessário detectar raios-x de baixa energia ($< 100 \text{ keV}$), são preferidos elementos com número atómico alto, para que ocorra uma forte interacção fotoeléctrica. O efeito Compton, no qual apenas uma parte da energia de cada fóton é absorvida, é menos importante do que o efeito fotoeléctrico nos materiais de número atómico alto (ver capítulo 2). Por outro lado, quando se pretendem detectar partículas pesadas (neutrões por exemplo), são preferidos os cintiladores com baixa densidade e baixo número atómico, sobretudo para que a absorção de fótons seja reduzida.

3.1.6 Espectro de emissão

O espectro de emissão de um cintilador deve ter o seu pico coincidente com o da eficiência quântica do fotodetector que vai detectar a sua luz. A figura 3.2 mostra o espectro de emissão normalizado de quatro cintiladores comuns. O NaI:Tl,

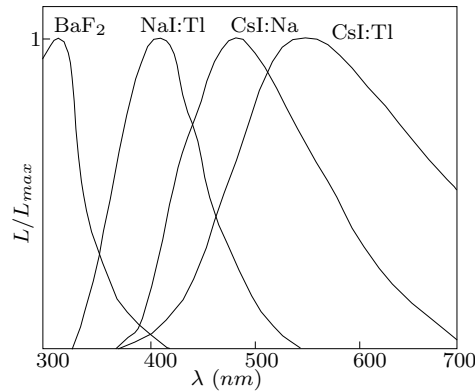


Figura 3.2: Espectro de emissão normalizado de quatro cintiladores comuns.

que apresenta um pico de cintilação perto dos 415 nm, é o mais adequado para aplicações em conjunto com tubos fotomultiplicadores comuns. Um outro modo de detectar a luz das cintilações consiste em usar fotodíodos de silício. A eficiência quântica máxima dos dispositivos fotodetectores de silício situa-se entre os 500 nm e os 800 nm (ver capítulo 5), dependendo do tipo de fotodetector e da tecnologia usada. Neste caso, o sinal detectado com maior intensidade será o proveniente de cintiladores com picos de emissão acima dos 500 nm, tais como o CsI:Tl, CdS:Te ou HgI₂.

3.1.7 Outros parâmetros de interesse na escolha de um cintilador

Além dos parâmetros descritos anteriormente, existem outros que podem influenciar a escolha de um cintilador para uma determinada aplicação. Entre esses parâmetros, pode considerar-se a estabilidade mecânica e química, as suas características físicas e o seu custo.

A estabilidade mecânica e química é importante em muitas aplicações. Em aplicações industriais, os cintiladores podem ser usados em ambientes severos, em que devem resistir a choques mecânicos. Também devem ter propriedades químicas inertes em condições atmosféricas normais e quando sujeitos a radiação. Alguns cintiladores são higroscópicos, o que significa que devem ser colocados dentro de um invólucro. Isto limita a aplicação do material e aumenta o seu custo. A

temperatura de fusão também é um dos parâmetros que deve ser tomado em conta em algumas aplicações. Para terminar, os cintiladores feitos a partir de materiais baratos e com baixo custo de confecção serão sempre os preferidos, desde que satisfaçam os requisitos necessários de desempenho.

3.2 Aplicações de cintiladores

A utilização de materiais cintiladores é muito vasta, desde o diagnóstico médico até à construção de sistemas de detectores para experiências em física de alta energia. Para ilustrar a diversidade de aplicações, são dados dois exemplos. O primeiro é a tomografia baseada na emissão de positrão (PET), em que é aproveitado o fenómeno de recombinação de um positrão com um electrão, emitindo dois fótons de raios-x com energia de 511 keV cada, na mesma direcção mas em sentidos opostos. A detecção destes dois fótons permite saber a localização do ponto de recombinação do positrão com o electrão. Nesta técnica é introduzido um composto químico, chamado de radiofármaco, contendo um elemento radioactivo, no paciente. Alguns isótopos usados são o ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O e ^{18}F . À medida que o radiofármaco se desintegra, liberta positrões que se recombinam rapidamente com electrões. Os fótons libertados são detectados e é produzida uma imagem num computador, a partir da informação da posição onde se dão as recombinações. Para esta aplicação, os requisitos mais importantes são: alta eficiência na detecção dos fótons de 511 keV , resposta rápida de cintilação e alta intensidade de cintilação inicial. Um dos cristais que melhor satisfaz estas características é o germanato de bismuto (BGO) usado actualmente nesta aplicação [1].

O segundo exemplo consiste no uso de cintiladores em calorímetros cujo objectivo é medir a energia das partículas. Como as diferentes partículas têm diferentes processos de absorção, existem duas classes de calorímetros: o electromagnético para os electrões e os fótons e o de hádrões para partículas pesadas como os prótons, neutrões, píões, mesões-K, etc. A medida da energia dos hádrões é muito menos precisa e requer cintiladores de muito maiores dimensões para que estes sejam totalmente absorvidos. De acordo com a sua energia, as partículas são medidas normalmente em detectores separados e de construção diferente, com uma secção electromagnética seguida de uma secção para os hádrões. Nesta aplicação, a energia em jogo pode chegar aos 100 GeV . Os requisitos mais importantes para os cintiladores usados em física de alta energia são a sua resistência à radiação e tempos de queda de luminescência curtos. A intensidade luminosa de saída pode ser baixa, uma vez que a energia depositada por uma única partícula é muito elevada. Portanto um calorímetro necessita de um cintilador denso, resistente à radiação e rápido, podendo ter uma baixa intensidade de luz na saída. Um bom candidato é o Fluoreto de Cério (CeF_3).

Na tabela 3.2 estão sumariadas as propriedades mais importantes para várias aplicações [3]. As características incluídas são: Luz produzida (L_R), constante de tempo (τ_1), densidade (ρ), número atómico (Z), espectro de emissão (λ_R), rugosidade (Rug) e dureza à radiação (Rad H). Outras propriedades tais como a transmissividade óptica, dimensões do cristal, capacidade de ser trabalhado, higroscopicidade e preço, também devem ser levadas em conta. As aplicações de cintiladores em calorímetros estão separadas em dois tipos: física de alta energia (FAE) e física de energia intermédia (FEI). Outras aplicações são: física nuclear, astrofísica, tomografia por emissão de positrão (PET), câmaras gama, método do tempo de vida do positrão, detecção de radiação em sincrotrão, aplicações industriais, detecção de neutrões, tomografia computadorizada (TC) com raios-x e imagiologia de raios-x.

3.3 Mecanismo de cintilação

Geralmente, o mecanismo de cintilação consiste em cinco processos encadeados:

- Absorção de um fóton de raios-x, dando origem um electrão e uma lacuna primários de alta energia.
- Produção de electrões, lacunas, fótons, plasmões e outras excitações electrónicas por relaxação dos electrões e lacunas primários.
- Termalização dos electrões e lacunas secundários.
- Transferência de energia dos electrões e lacunas termalizados para os centros de luminescência e sua excitação.
- Emissão de luz visível por parte dos centros de luminescência.

De seguida são discutidos estes processos com maior detalhe.

3.3.1 Absorção dos raios-x e criação de pares electrão-lacuna

Quando um fóton de energia intermédia (entre 10 *keV* e 100 *keV*) interage com um cintilador ou qualquer outra matéria condensada, predomina o efeito fotoeléctrico tal como foi visto no capítulo anterior. O fóton vai produzir uma lacuna numa camada interior de um átomo (normalmente a camada K) e um electrão livre. Este processo pode ser representado como uma reacção de ionização de um átomo A de um sólido



Tabela 3.1: Requisitos dos cintiladores em várias aplicações. As abreviaturas no cabeçalho significam: Luz produzida (L_R), constante de tempo (τ_1), densidade (ρ), número atômico (Z), espectro de emissão (λ_R), rugosidade (Rug) e dureza à radiação (Rad H).

Aplicação	L_R ($phot/MeV$)	τ_1 (ns)	ρ (g/cm^3)	Z	λ_r (nm)	Rug	Rad H ($Mrad$)
FAE ¹	> 200	$\ll 20$	Alta	Alto	> 450	+	> 10
FEI ²	Alta	Varia	Alta	Alto	> 300	+/-	+/-
Fís. Nuclear	Alta	Varia	Alta	Alta	> 300	-	-
Astrofísica	Alta	pouco imp.	Alta	Alto/baixo	> 450	+	-
PET ³	Alta	< 1	Alta	Alto	> 300	-	-
Câmaras Gama	Alta	pouco imp.	Alta	Alto	> 300	+/-	-
T. Vida Posit.	Alta	< 1	Alta	Alto	> 180	-	-
Det. Rad. Sinc.	Alta	10-100	Alta	Alto	> 300	-	-
Aplic. Ind.	Alta	Varia	Alta	Alto	> 300	+	-
Neutrões	Alta	10-100	Baixa	Li,B,Gd	> 300	-	-
TC Raios-x ⁴	Alta	Brilho residual nulo	> 4	> 50	> 450	-	+
Imag. Raios-x	Alta	Pouco imp.	Alta	Alto	> 450	+/-	+

¹ Física de alta energia.

² Física de energia intermédia.

³ Tomografia por emissão de positrão.

⁴ Tomografia computadorizada com raios-x.

em que $h\nu$ é a energia do fóton incidente que é totalmente absorvida pelo sólido. A energia do electrão primário é igual a $h\nu - E_K$, em que E_K é a energia da camada K do átomo (por exemplo $E_K = 33.1694 \text{ keV}$ para o iodo nos cristais NaI e CsI).

3.3.2 Produção de electrões, lacunas, fótons, plasmões e outras excitações electrónicas por relaxação dos electrões e lacunas primários

O segundo estágio do processo de cintilação é o mais complicado e variado. A relaxação é realizada de um modo diferente para os electrões e para as lacunas. Um átomo com uma camada interior ionizada pode ser relaxado radiativamente, emitindo um fóton ou não radiativamente, gerando um electrão secundário (efeito de Auger). Normalmente, a probabilidade de emissão de um electrão é muito maior do que a emissão de fóton. O electrão de Auger, assim como o electrão primário, perdem a sua energia desviando outros electrões ou emitindo fótons. As energias destes fótons ainda se encontram na parte do espectro de raios-x. Estes fótons podem ser absorvidos por outros átomos, produzindo novos pares de electrões-lacunas. Como resultado, as lacunas vão da camada K para a L ou M e podem participar no próximo processo de relaxação [7].

3.3.3 Termalização dos electrões e lacunas secundários

Um electrão que se move através de um sólido pode ionizar um dos seus átomos. Depois da ionização, o electrão que a causa e o que deixa o átomo, em princípio, são indistinguíveis. Os produtos desta ionização secundária (dois electrões) podem resultar em ionizações terciárias, etc., dando lugar a uma avalanche de electrões e lacunas. Este processo de ionização em cascata continua até que os electrões e fótons resultantes não sejam capazes de causar mais ionizações. Os produtos finais deste estágio aparecem como excitações electrónicas de baixa energia no cristal: electrões na banda de condução, lacunas na banda de valência e excitações no núcleo e na banda de valência. A duração estimada deste estágio está entre 10^{-15} s e 10^{-12} s , dependendo da energia inicial do electrão. Logo que a energia dos electrões e das lacunas seja menor do que o limiar que permite mais ionizações, começa a interagir com as vibrações da rede cristalina e o efeito é conhecido como relaxação electrão-fonão ou estágio de termalização. Neste processo de termalização, os electrões movem-se para o nível mais baixo da banda de condução e as lacunas para o nível mais alto da banda de valência. Portanto, a energia dos pares electrão-lacuna fica igual ao hiato de energia (E_g) do cristal. O número de pares electrão-lacuna (N_{el}) é proporcional à energia do fóton de raios-x (E_γ) absorvido

pelo material, ou seja [3],

$$N_{el} = \frac{E_\gamma}{\xi_{el}} \quad (3.9)$$

onde ξ_{el} é a energia requerida para criar um par electrão-lacuna termalizado. ξ_{el} é de aproximadamente 1.5 a 2 vezes E_g para os cristais iónicos e de 3 a 4 vezes E_g para os materiais onde a ligação covalente é predominante (semicondutores).

3.3.4 Transferência de energia dos electrões e lacunas termalizados para os centros de luminescência e sua excitação

Depois da termalização, os electrões e as lacunas devem transferir a sua energia para os centros de luminescência. Os electrões e as lacunas podem formar excitões e, em cristais em que predominam as ligações iónicas, as lacunas e os excitões podem ficar auto-capturados (*Self trapped exciton* ou abreviadamente STE). Isto é o que acontece nos cristais halogenetos alcalinos. Neste caso, a lacuna pode ficar localizada no ião X^- , formando o defeito X° . Depois da polarização da estrutura do cristal, a lacuna prende um ião halogeneto vizinho e forma uma estrutura X_2^- , sendo esta denominada de centro V_k ilustrada na figura 3.3. Se o centro V_k capturar

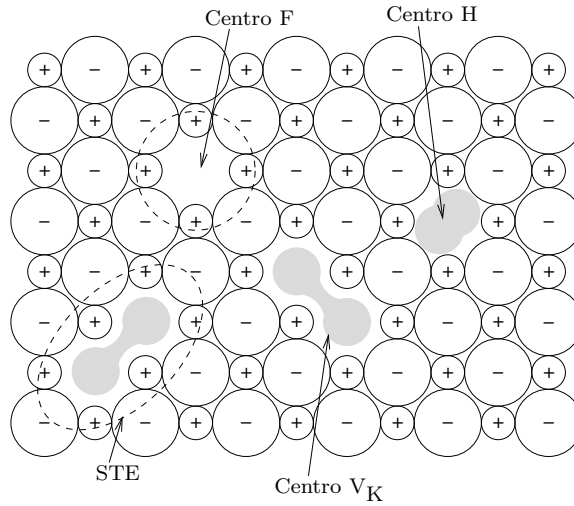


Figura 3.3: Configuração de portadores capturados em armadilhas de um cristal halogeneto alcalino. As partes sombreadas mostram os centros de lacunas que foram capturadas num ião halogeneto e prendidas por outro ião vizinho. As órbitas dos electrões capturados estão representadas por linhas tracejadas [1].

um electrão é formado um STE. Na figura 3.3 estão também representados outros tipos de centros tais como o H e o F [1].

Todos os tipos de portadores de carga e energia auto-capturados podem transferir a sua energia para os centros de luminescência, perdê-la de uma forma não radiativa ou esta perde-se perto de algum defeito ou impureza não desejável que exista no cristal. A probabilidade de ocorrência de determinado processo depende de numerosos factores, tais como a distância entre os portadores intervenientes, a secção eficaz da interacção em questão e a temperatura. Como consequência, as propriedades de cintilação podem alterar-se significativamente com a temperatura e a concentração de centros de luminescência. Também foi visto que a eficiência da transferência de energia depende da densidade de pares electrão-lacuna produzidos nos estágios anteriores.

A complexidade do processo de transferência de portadores e de energia torna difícil de prever a trajectória e a eficiência do estágio de migração. Isto faz com que este estágio seja ainda pouco conhecido para a maior parte dos cintiladores [1].

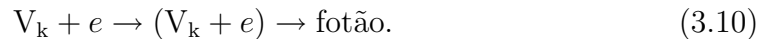
3.3.5 Emissão de luz visível por parte dos centros de luminescência

O estágio final do processo de cintilação consiste na emissão de fótons por parte dos centros de luminescência e está bem estudado [8, 9, 7, 10]. São reconhecidos dois tipos gerais de luminescência, o intrínseco e o extrínseco, que serão descritos resumidamente de seguida.

Luminescência intrínseca dos cintiladores inorgânicos

A maioria dos cintiladores usados em processos industriais são constituídos por cristais iónicos activados, oferecendo uma alta eficiência de cintilação. Apesar disso, alguns cristais puros também podem ser usados como cintiladores, já que normalmente apresentam uma maior resistência à radiação do que os cristais dopados. A luminescência observada neste tipo de cristais é intrínseca, podendo ser do tipo excitónico ou provir de transições electrónicas entre a banda de valência e as camadas mais próximas do núcleo.

A luminescência intrínseca do tipo excitónico ocorre devido a uma interacção de um electrão da banda de condução com um centro V_k ,



A luminescência intrínseca que provém de transições electrónicas entre a banda de valência e as camadas mais próximas do núcleo representa um novo tipo de luminescência intrínseca descoberto em primeiro lugar no fluoreto de bário [9], tendo sido posteriormente melhor caracterizado [10].

Quando o cristal é excitado por radiação de alta energia, além das lacunas formadas na banda de valência (orbital 2p do flúor no BaF₂), aparecem também algumas numa camada mais próxima do núcleo (orbital 5p do bário no BaF₂). Estas últimas podem recombinar-se com electrões da banda de valência, libertando fotões. Na figura 3.4 é apresentado um diagrama esquemático das bandas de energia do fluoreto de bário e de algumas das transições possíveis.

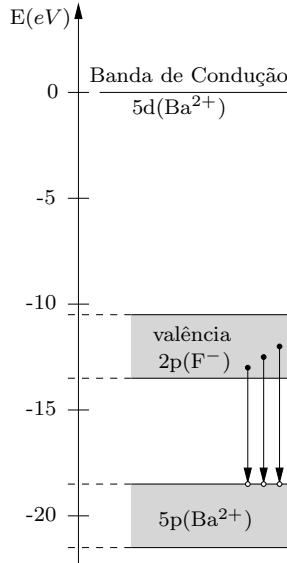
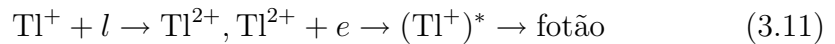


Figura 3.4: Diagrama esquemático das bandas de energia do BaF₂ e possíveis transições.

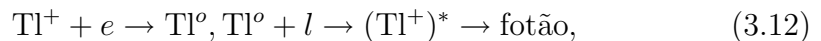
Luminescência extrínseca dos cintiladores inorgânicos

Os cristais activados de NaI e CsI apresentam uma alta eficiência de cintilação (ver tabela 3.2). Com uma concentração do elemento activador (tálio) de cerca de 0.1%, é mais ou menos óbvio que a energia fornecida pela radiação incidente vai ser transferida para os iões Tl⁺, excitando-os ((Tl⁺)^{*}). Os dois principais métodos de transferência rápida da energia dos pares electrão-lacuna para os centros de luminescência são [11]:

- Recombinação com um electrão,



- e recombinação com uma lacuna,



em que e e l representam um electrão e uma lacuna, respectivamente.

3.3.6 Exemplos ilustrativos do mecanismo de cintilação

Para ilustrar o mecanismo de cintilação, podem citar-se dois exemplos bem diferentes: o $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}^{3+}$ e o CsI:Tl^+ .

No caso do $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}^{3+}$, depois da absorção de um fóton de raios-x, os electrões, as lacunas e os excitões são capturados pelo ião Gd^{3+} através dos seguintes processos:

- Transferência de energia através da difusão de STEs.
- Captura de um electrão livre e de uma lacuna por parte do centro de luminescência.
- Difusão de um centro V_k para um electrão capturado na vizinhança de um centro de luminescência.
- Libertação térmica dos portadores de carga capturados e a sua subsequente captura num lugar onde se possa dar a recombinação.

Os iões Gd^{3+} excitados podem transferir a sua energia por ressonância na subestrutura Gd e desta para os iões Ce^{3+} [12]. Estes últimos libertam fótons de luz visível a partir de transições electrónicas $5d \rightarrow 4f$.

No CsI:Tl^+ , os electrões e as lacunas criados depois da absorção de um fóton de raios-x, podem ser apanhados no ião Tl^+ formando Tl^0 e Tl^{2+} respectivamente. Caso se forme Tl^0 , este pode interagir com um centro V_k libertando um fóton de luz visível. No caso do Tl^{2+} , é capturado um electrão livre libertando um fóton de luz visível [13].

3.4 Tipos de cintiladores

No presente, são produzidas cerca de duas dezenas de cintiladores inorgânicos diferentes para aplicações industriais. Muitos outros compostos inorgânicos podem ser considerados como candidatos a bons cintiladores, estando testadas mais de quatro centenas desses materiais [14]. Todos os cintiladores inorgânicos promissores e comerciais podem ser divididos em quatro grupos principais: halogenetos, óxidos, calcogenetos e vidros [3].

3.4.1 Halogenetos

Os halogenetos de vários metais são os materiais com melhores propriedades químicas para construir cintiladores [3]. Os materiais mais usados na tecnologia da cintilação são os cristais halogenetos alcalinos (*Alkali Halide Crystals* ou abreviadamente AHCs), NaI:Tl , CsI:Tl e CsI:Na . Os fluoretos de lítio, sódio, rubídio e célio

são também usados ou estão no grupo dos cintiladores promissores. Os métodos de produção de AHCs tem sido desenvolvidos há algum tempo e já adquiriram um alto grau de perfeição, estando as suas características bem estudadas.

Os cristais de fluoretos alcalino-terrosos (CaF_2 , SrF_2 , BaF_2) tem uma elevada estabilidade química, térmica e à radiação, quando comparados com os AHCs. Além disso, estes fluoretos apresentam uma muito menor sensibilidade aos neutrões térmicos do que os AHCs, uma vez que a secção transversal de interacção dos átomos de Ca, Sr, Ba e F com os neutrões térmicos é substancialmente menor do que a dos átomos de Na, Cs e I. Como consequência, os fluoretos alcalino-terrosos são adequados para a monitorização de neutrões contra um plano de fundo gama, sendo o BaF_2 um dos mais usados nesta aplicação. De entre os halogenetos de elementos do segundo grupo, os cristais CdF_2 , CdI_2 , $\text{SrCl}_2\text{:Eu}$ e BaCl_2 são considerados como compostos candidatos a cintiladores. Os cristais CaI_2 e $\text{CaI}_2\text{:Eu}$, de todos os materiais conhecidos, são os que apresentam a maior quantidade de luz produzida por cintilação, mas são muito higroscópicos e apresentam uma baixa resistência mecânica [15]. Enquanto não houver um método eficaz para proteger mecanicamente o CaI_2 , não deverão aparecer detectores de interesse considerável em aplicações comerciais.

Recentemente, tem sido dada especial atenção aos halogenetos bi-catião tais como o BaLiF_3 , KMgF_3 , CsCaCl_3 , KLuF_4 , LiYbF_4 , BaYb_2F_8 e CsPbF_3 , o que permite alargar o leque de escolhas possíveis de um cintilador com características mais adequadas a cada aplicação.

Finalmente, os halogenetos dos elementos dos grupos III e IV, que incluem o CeF_3 , CeCl_3 , $\text{LaF}_3\text{:Nd}$, ThF_4 , ThCl_4 e ThBr_4 são conhecidos como materiais pesados com boas características de cintilação

3.4.2 Óxidos

Os cintiladores deste grupo caracterizam-se pela sua alta estabilidade térmica, química e à radiação. Alguns compostos simples como o BeO , ZnO , Y_2O_3 e Sc_2O_3 foram propostos como cintiladores rápidos. Uma das desvantagens do uso destes compostos reside no facto de apenas serem produzidos em pequenos cristais. Alguns volframatos, em particular o CdWO_4 e o ZnWO_4 possuem algumas propriedades de cintilação permitindo o seu uso em detectores modernos.

Uma grande variedade de compostos complexos de óxidos, tais como os silicatos $\text{Me}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$, onde Me representa o Gd, Y, Sc, Lu ou um zirconosilicato, como por exemplo o $\text{Na}_2\text{ZrSiO}_5\text{:Eu}$, os aluminatos como o $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ dopados com Ce, Sc ou Pr e o germanato de bismuto ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou abreviadamente BGO) tem sido propostos como cristais cintiladores. Destes cristais, os que apresentam uma maior intensidade luminosa à saída são os $\text{Y}_2\text{SiO}_5\text{:Ce,Tb}$ e o $\text{Lu}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$. Os cristais de BGO são largamente utilizados na tecnologia da cintilação, apesar da intensidade

de luz produzida ser baixa. Os zirconosilicatos estão classificados como materiais quimicamente estáveis, mas têm uma baixa intensidade de luz de saída, um tempo de declínio longo e são difíceis de fabricar.

Alguns cristais usados no fabrico de *lasers* apresentam boas propriedades de cintilação, quando excitados por partículas ou radiações de alta energia. Um exemplo típico é o $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$, que tem a particularidade de apresentar um tempo de declínio muito curto.

3.4.3 Calcogenetos

Os calcogenetos simples na forma $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{IV}}$ têm também interesse na tecnologia da cintilação. São cristais não higroscópicos e têm altas resistências mecânica e à radiação. Um cintilador deste grupo, com uma eficiência elevada é o $\text{ZnS}:\text{Ag}$, mas apresenta a desvantagem de só poder ser obtido na forma de um pó policristalino, servindo apenas para revestir écrans de raios-x. Os $\text{ZnSe}:\text{Te}$ e $\text{CdS}:\text{Te}$ produzem um alto brilho na zona dos comprimentos de onda mais baixos do espectro visível (relativamente bons para serem usados em conjunto com detectores de semicondutor). Infelizmente, as propriedades dos cristais não são facilmente reproduzíveis; por exemplo a duração de um *flash* de cintilação pode ir de $0.1 \mu\text{s}$ até $1.0 \mu\text{s}$ ou mais.

3.4.4 Vidros

O desenvolvimento de vidros de cintilação oferece algumas vantagens, tais como o fabrico simples e rápido a preços baixos, o que os torna úteis para muitas aplicações. Alguns vidros baseados em fluoretos, usados em comunicações ópticas, têm revelado boas propriedades de cintilação. Os mais promissores são os fluoretos baseados em HfF_4 -, tais como o HfF_4 - BaF_2 - CeF_3 - AlF_3 - $\text{Li}(\text{Na,Cs})\text{F}$ e o HfF_4 - BaF_2 - CeF_3 - AlF_3 - $\text{Zn}(\text{Cd})\text{F}_2$. Os centros de luminescência nesses vidros são formados por iões Ce^{3+} , que permitem obter tempos de declínio curtos com uma intensidade de luz que pode chegar a 1% do NaI:Tl , possuindo além disso uma alta resistência à radiação. O desenvolvimento de novos vidros de cintilação mostra ser uma via alternativa para a criação de cintiladores com algumas propriedades enaltecidas, tais como tempos de cintilação curtos e alta dureza à radiação.

A tabela 3.2 apresenta as características principais de alguns dos cintiladores abordados nesta secção.

Tabela 3.2: Propriedades de alguns cintiladores. As abreviaturas no cabeçalho significam: densidade (ρ), número atômico efectivo (Z_{eff}), luz produzida (L_R), comprimento de onda da emissão (λ) e o tempo de decaimento da cintilação principal (τ).

Material cintilador	ρ (g/cm^3)	Z_{eff}	L_R (fot/MeV)	λ (nm)	τ (ns)	Vantagem principal	Desvantagem principal	Referência
Halogenetos								
TlCl:I	7.0	74.8	~ 1000	465	200	ρ e Z_{eff} Altos	baixa L_R	[16]
NaI(77 K)	3.67	50.8	76000	303	60	L_R alta + τ curto	higroscópico	[17]
NaI:Tl	3.67	50.8	43000	415	230	L_R alta + τ curto	higroscópico + não linear	[18, 19]
CsI:Na	4.51	54	43000	420	630	L_R alta	τ longo	[19]
CsI:Tl	4.51	54	65900	560	10^3	L_R alta	τ longo	[2]
CaI ₂	3.96	51.1	86000	410	550	L_R alta	muito higroscópico	[15]
HgI ₂	6.38	68.8	6000	580	2.1×10^3	ρ e Z_{eff} Altos	baixa L_R	[18]
Óxidos								
LuAlO ₃ :Ce ³⁺	8.34	64.9	11400	365	17	Intensidade inicial alta	Difícil produzir cristais grandes	[20]
Gd ₂ SiO ₅ :Ce ³⁺	6.71	59.4	10000	430	56600	Resistência a doses altas	Frágil	[19]
Lu ₂ SiO ₅ :Ce ³⁺	7.4	66.4	27000	420	40	Alta L_R + baixo τ	Difícil produzir cristais grandes	[20]
Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ :Sc	6.7	62.9	22500	270	610	Alta L_R	τ longo	[21]
CdWO ₄	7.90	64.2	19700	495	$(2 - 15) \times 10^3$	ρ e Z_{eff} Altos	τ longo	[18, 22]
PbWO ₄	8.28	75.6	~ 100	~ 475	~ 10	ρ e Z_{eff} Altos	baixa L_R	[23]
Bi ₃ Ge ₄ O ₁₂	7.13	75.2	8200	505	300	ρ e Z_{eff} Altos	baixa L_R	[18]
Calcogenetos								
Gd ₂ O ₂ S:Pr,Ce,F	7.34	61.1	~ 40000	511	$\sim 3 \times 10^3$	ρ e Z_{eff} Altos	τ longo	[24]
ZnS:Ag	4.1	27.4	73000	450	10^5	Alta L_R	Só existe em pó	[25]
CdS:Te	4.8	48	17000	640	$\sim 270 - 3000$	Alta L_R	ρ e Z_{eff} baixos	[26]
Vidros								
CsF	4.64	53.2	1900	390	2-4	τ curto	higroscópico	[27]
BaF ₂ ¹	4.88	52.7	1430	175	0.8	τ curto	λ baixo	[28]
			9500	220	630		τ longo	
				300				
CeF ₃	6.16	53.3	4500	330	30	Resistência a doses altas	L_R baixa	[8]

¹O fluoreto de bário apresenta duas componentes de cintilação, uma muito rápida, com $\tau < 1 ns$ e comprimento de onda mais baixo e outra mais lenta, com comprimento de onda mais elevado.

3.5 Conclusão

Actualmente são conhecidos muitos e variados materiais cintiladores que podem responder com sucesso às mais variadas aplicações desde a física de alta energia à obtenção de imagens de raios-x. Para a construção de detectores de raios-x baseados em fotodíodos de silício, os cristais halogenetos alcalinos, nomeadamente o NaI:Tl, o CsI:Na e o CsI:Tl, aparentam ser os mais indicados devido sobretudo à sua eficiência em termos de luz produzida, alta densidade e comprimento de onda de emissão que se situa entre os 400 nm e os 600 nm. De entre os três, o preferido para a implementação dos detectores de raios-x baseados em cintiladores é o CsI:Tl. Este apresenta a maior eficiência em termos de luz produzida, a maior densidade e o comprimento de onda de emissão na região do verde. Como será visto no capítulo 5, o pico de eficiência quântica de um dos tipos de fotodíodos, fabricados em tecnologia CMOS, coincide com o comprimento de onda da emissão do CsI:Tl.

Bibliografia

- [1] J. C. van Spijker. *Luminescence and scintillation of Ce^{3+} doped inorganic materials for gamma-ray detection*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1999.
- [2] J. Valentine, D. Wehe, et. al. Temperature dependence of absolute CsI(Tl) scintillation yield. In *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, pages 176–182, 1991.
- [3] P. A. Rodnyi. *Physical Processes in Inorganic Scintillators*. CRC Press LLC, 1997.
- [4] Saint-Gobain, Ceramiques Industrielles. *Scintillation Detectors*, 1992.
- [5] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Willey, New York, 3rd edition, 2000.
- [6] B. P. Sobolev. *Multicomponent Crystals Based on Heavy Metal Fluorides for Radiation Detectors*. Inst. D’Estudis Catalans, Barcelona, 1994.
- [7] P. A. Rodnyi, P. Dorembo and C. W. E. Van Eijk. Creation of electron-hole pairs in inorganic scintillators. In *Scintillator and Phosphor Material*, Proceedings of Materials Research Society Symposium, pages 379–385, San Francisco, CA, USA, 1994.
- [8] A. J. Wojtowicz, M. Balcerzyk, et. al. Optical spectroscopy and scintillation mechanisms of $Ce_xLa_{1-x}F_3$. *Phys. Rev. B*, 49(21):14880–14895, 1994.

-
- [9] P. A. Rodnyi and V. A. Ivanov. Application prospect of scintillators on base of alkaline-earth fluorides. In *VII All-Union Conference on Scintillators*, page 67, Kharkov, 1981.
- [10] C. W. E. Van Eijk. Cross-luminescence. *J. Lumin.*, 60-61:930–935, 1994.
- [11] R. G. Kaufman, W. B. Hadley and H. N. Hersh. Scintillation mechanism in tallium doped alkali alides. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 17:82–89, 1970.
- [12] H. Suzuki, T. A. Tombrello, et. al. The role of gadolinium in the scintillation process in cerium-doped gadolinium oxyorthosilicate. *Nucl. Instr. Meth. A*, 346:510–521, 1994.
- [13] H. B. Dietrich and R. B. Murray. Kinetics of the diffusion of self-trapped holes in alkali halide scintillators. *J. Lumin.*, 5:155–170, 1972.
- [14] S. E. Derenzo, W. W. Moses and J. L. Cahoon. X-ray fluorescence measurement of 412 inorganic compounds. In *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, pages 143–147, 1991.
- [15] R. Hofstadter, E. W. O'Dell, et. al. CaI_2 and $\text{CaI}_2(\text{Eu})$ scintillation crystals. *Rev. Sci. Instrum.*, 35:246–247, 1964.
- [16] K. H. Rosette, M. R. Farukhl, et. al. A high z scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 17:89–94, 1970.
- [17] D. E. Persyk, M. A. Schardt, et. al. Research on pure sodium iodide as a practical scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 27:168–171, 1980.
- [18] I. Holl, E. Lorenz, et. al. A measurement of the light yield of common inorganic scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 35:105–109, 1988.
- [19] E. Sakai. Recent measurements on scintillator-photodetector systems. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 34, 1987.
- [20] M. Moszynski, D. Wolski, et. al. Properties of the new $\text{LuAP}:\text{Ce}$ scintillator. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 385:123–131, 1997.
- [21] P. Dorenbos, J. T. M. Haas, et. al. Scintillation properties of Pr^{3+} doped $\text{Lu}_3\text{Al}_{5-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ crystals. In *Proceedings of the International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications*, pages 365–367, Delft, The Netherlands, 1995.
- [22] D. R. Kinloch, W. Novak, et. al. New developments in cadmium tungstate. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41:752–754, 1994.

- [23] P. Lecoq. The lead tungstate calorimeter of CMS experiment at LHC. In *Proceedings of the International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications*, pages 52–60, Delft, The Netherlands, 1995.
- [24] B. C. Grabmaier, W. Rossner, et. al. Phosphors in x-ray computed tomography and for the γ -ray anger-camera. In *Proceedings of the International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications*, pages 29–35, Delft, The Netherlands, 1995.
- [25] R. Raue, A. T. Vink and T. Welker. Phosphor screens in cathod-ray tubes for projection television. *Philips Tech. Rev.*, 44(11-12):335–347, 1989.
- [26] P. Schotanus, P. Dorenbos, et. al. Detection of CdS(Te) and ZnSe(Te) scintillation light with silicon photodiodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 39:546–550, 1992.
- [27] M. Moszynski, R. Allemand, et. al. Recent progress in fast timing with CsF scintillators in application to time-of-flight positron tomography in medicine. *Nucl. Instr. Meth.*, 205:239–249, 1983.
- [28] J. Vries. *Positron lifetime technique with applications in materials science*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1987.

Capítulo 4

Interfaces ópticos

Neste capítulo são abordados os fundamentos da teoria electromagnética e a sua aplicação no cálculo do comportamento de filtros ópticos baseados em filmes finos. Serão também analisados dois casos particulares de interfaces ópticos: o anti-reflectivo com apenas um filme fino e o reflector.

No primeiro caso o objectivo é calcular os parâmetros de um filme fino que maximize a transferência de luz de determinado comprimento de onda entre dois meios com índices de refração diferentes (meio A e meio B). Neste caso existirão duas interfaces, a primeira entre o meio A e o filme fino e a segunda entre o filme fino e o meio B.

No segundo caso pretende-se obter uma interface que permita maximizar a reflexão da luz de determinado comprimento de onda. Neste caso, como não existe nenhum filme fino, apenas se pode contar com uma interface.

Com o objectivo de concretizar o estudo descrito ao longo deste capítulo foi desenvolvido um programa, na linguagem de programação C++, que calcula para cada comprimento de onda, a percentagem de luz transmitida, absorvida ou reflectida por um conjunto empilhado de filmes finos colocados entre dois meios.

4.1 Fundamentos da propagação das ondas electromagnéticas

A luz é uma onda electromagnética, e o estudo da sua propagação deve começar com as equações de Maxwell. Na prática, e com o objectivo de não tornar este estudo muito extenso, optou-se por começar com alguns resultados das equações de Maxwell que são válidos para meios lineares. Uma abordagem mais detalhada e rigorosa sobre as equações do campo electromagnético pode ser encontrada em [1].

4.1.1 Amplitude da onda

Uma onda electromagnética pode ser representada por [2]:

$$\begin{cases} \vec{E} = E_o e^{j(wt-nK.r)} \\ \vec{H} = H_o e^{j(wt-nK.r)} \end{cases} \quad (4.1)$$

onde \vec{E} e \vec{H} são os seus campos eléctrico magnético respectivamente, w é a frequência óptica angular, K é o número de onda ($2\pi/\lambda$) e n é o índice de refração do meio por onde a onda se propaga. Se o meio de propagação for absorvente, o índice de refração deve ser substituído por $n - jk$, em que k é o coeficiente de extinção do meio de propagação e j é o operador complexo igual a $\sqrt{-1}$. É de notar que apenas as partes reais das equações 4.1 têm significado físico. A notação complexa é usada porque simplifica bastante os cálculos que se seguem.

Para uma dada onda, a relação entre os campos eléctrico e magnético é fixa e, num meio isotrópico, é dada por:

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} n \vec{E}, \quad (4.2)$$

em que ε e μ são respectivamente a constante dieléctrica e a constante de indução do meio [3],

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_o, \quad (4.3)$$

$$\mu = \mu_r \mu_o, \quad (4.4)$$

$$\varepsilon_o = 1/(\mu_o c^2), \quad (4.5)$$

$$\mu_o = 4\pi \times 10^{-7} \text{ NA}^{-2}, \quad (4.6)$$

em que ε_r e μ_r são respectivamente as constantes dieléctrica e de indução relativas do meio, ε_o e μ_o são as constantes dieléctrica e de indução do espaço livre e c é a velocidade da luz no vácuo. Nos meios anisotrópicos a relação 4.2 torna-se muito mais complexa, já que ε e μ são vectores em vez de quantidades escalares [4, 5].

As direcções dos vectores \vec{E} e \vec{H} estão também relacionadas, formando um ângulo de 90° entre si e com a direcção de propagação. O sentido da propagação é dado pela regra da mão direita. O fluxo de energia é dado pelo vector de Poynting:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (4.7)$$

Como a partir daqui apenas vai interessar o valor das relações entre os campos e não os seus valores absolutos, a constante $\sqrt{\varepsilon/\mu}$ pode ser omitida, obtendo-se as seguintes relações fundamentais:

$$\vec{H} = n \vec{E} \quad \vec{S} = |\vec{E}| |\vec{H}| = n |\vec{E}|^2 \quad (4.8)$$

4.1.2 Polarização

A luz que viaja numa determinada direcção pode ter duas polarizações independentes. A luz incidente numa superfície, formando um ângulo θ com a sua normal, pode ter ou o vector campo eléctrico ou o vector campo magnético paralelos ao plano de incidência. No primeiro caso está-se em presença da polarização p e no segundo da polarização s. De um modo geral, o vector campo eléctrico forma um ângulo ϕ com o plano de incidência. Neste caso, pode ser decomposto em duas componentes, uma de polarização p e a outra de polarização s, ficando:

$$\begin{aligned} E'_p &= E \cos \phi & \text{para a polarização p} \\ E'_s &= E \sin \phi & \text{para a polarização s.} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Como será visto mais tarde, é também conveniente trabalhar em termos das componentes destes vectores paralelas ao plano de incidência, logo:

$$\begin{aligned} E_p &= E'_p \cos \theta = E \cos \phi \cos \theta \\ E_s &= E'_s = E \sin \phi. \end{aligned} \quad (4.10)$$

De uma forma similar, para o vector campo magnético vem:

$$\begin{aligned} H_p &= H'_p = H \cos \phi \\ H_s &= H'_s \cos \theta = H \sin \phi \cos \theta. \end{aligned} \quad (4.11)$$

O índice de refracção normal n é igual a H/E . Do mesmo modo, pode definir-se um índice de refracção generalizado u para cada uma das polarizações, tal que:

$$\begin{aligned} u_p &= H_p/E_p = H/(E \cos \theta) = n/\cos \theta \\ u_s &= H_s/E_s = H \cos \theta/E = n \cos \theta. \end{aligned} \quad (4.12)$$

O fluxo total de energia vem então:

$$\begin{aligned} S_p &= u_p E_p^2 \\ S_s &= u_s E_s^2. \end{aligned} \quad (4.13)$$

É de notar que todos os estados de polarização podem ser decompostos nas componentes p e s, possivelmente com um desvio de fase entre as duas. Isto leva a que a análise que se segue possa ser usada para todos os estados de polarização. De um modo geral, qualquer interface óptico tem propriedades diferentes para as duas polarizações, excepto quando a luz incidente é normal à superfície onde as polarizações p e s são equivalentes.

4.1.3 Condições de fronteira

As condições de fronteira em cada interface entre dois meios ópticos diferentes permitem estabelecer a ligação entre os campos electromagnéticos de um lado da interface com os do outro lado. Estas condições derivam da teoria electromagnética e constam de que as componentes de E e H paralelas à interface devem ter o mesmo valor de ambos os lados da mesma.

4.2 Propriedades de um conjunto empilhado de filmes finos

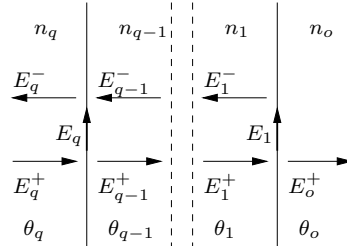


Figura 4.1: Definição dos parâmetros para uma pilha de filmes finos. Para simplificar, os ângulos θ_i e as espessuras dos filmes d_i não são mostrados.

Na figura 4.1 é mostrado um conjunto de filmes finos com q interfaces, ou seja, $q - 1$ filmes. O filme i tem uma onda a viajar para a direita, E_i^+ , e outra a viajar para a esquerda, E_i^- , que fazem um ângulo θ_i com a normal da interface. O filme tem um índice de refração n_i e uma espessura d_i (não representada na figura). O filme 0 (à direita) é o meio de saída e o filme q (à esquerda) é o meio de incidência. Normalmente, tanto o meio de incidência como o meio de saída do conjunto de filmes são constituídos por ar.

Supondo que a pilha de filmes finos forma um filtro óptico qualquer, o feixe de luz incidente é E_q^+ , o reflectido é E_q^- e o transmitido é E_o^+ . E_o^- é igual a zero, uma vez que se está a considerar o caso de existir apenas uma fonte de luz do lado esquerdo do filtro. No caso de existirem várias fontes de luz, pode analisar-se cada uma em separado, uma vez que se partiu do pressuposto de que o meio óptico era linear, onde o teorema da sobreposição é válido [6]. A partir daqui, o que interessa são os valores dos campos eléctricos E_q^+ , E_q^- e E_o^+ . Todos os outros têm interesse apenas para a sua obtenção.

4.2.1 Caminho óptico

A espessura de fase do filme de ordem i , no caso de a luz ter incidência normal, é dada por:

$$g_i = \frac{2\pi u_i d_i}{\lambda}, \quad (4.14)$$

em que d_i é a espessura do filme e λ o comprimento de onda da luz no espaço livre. A espessura de fase representa a variação em fase que a luz sofre quando atravessa o filme [7]. No caso mais geral, em que a luz incide com um ângulo θ_i , a expressão da espessura de fase vem:

$$g_i = \frac{2\pi u_i d_i \cos \theta_i}{\lambda}, \quad (4.15)$$

em que os ângulos θ_i são determinados a partir da lei de Snell:

$$u_q \sin \theta_q = u_i \sin \theta_i = u_o \sin \theta_o. \quad (4.16)$$

A variável u_i na realidade será u_{p_i} na polarização p e u_{s_i} na polarização s. É de notar que, no caso de o filme i absorver luz, u_i é uma quantidade complexa, o que leva a que θ_i também o seja.

4.2.2 Equações na interface entre dois filmes

Admite-se que a fase das ondas no filme i é zero na interface entre o filme i e o $i - 1$, ou seja, do lado direito do filme i . Na interface entre o filme $i + 1$ e o i , do lado esquerdo da interface estão presentes os campos:

$$E_{i+1}^+ \text{ e } E_{i+1}^-, \quad (4.17)$$

e do lado direito estão presentes os campos:

$$E_i^+ e^{jg_i} \text{ e } E_i^- e^{-jg_i}, \quad (4.18)$$

em que e^{jg_i} e e^{-jg_i} representam os desvios de fase sofridos pela onda electro-magnética ao longo do filme i .

Usando as condições de fronteira descritas anteriormente, para a interface $i + 1$, i vem:

$$E_{i+1}^+ + E_{i+1}^- = E_i^+ e^{jg_i} + E_i^- e^{-jg_i}. \quad (4.19)$$

É conveniente definir agora:

$$E_i = E_i^+ + E_i^- \quad \text{e} \quad H_i = H_i^+ + H_i^-, \quad (4.20)$$

4. Interfaces ópticos

em que E_i e H_i são os campos totais na interface entre os filmes i e $i - 1$. Sabendo que $H_i^\pm = \pm u_i E_i^\pm$, obtém-se:

$$\begin{aligned} E_i^+ &= \frac{1}{2} (E_i + H_i/u_i) \\ E_i^- &= \frac{1}{2} (E_i - H_i/u_i). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Isto faz com que a equação 4.19 fique:

$$E_{i+1} = \cos g_i E_i + \frac{j}{u_i} \sin g_i H_i. \quad (4.22)$$

De um modo similar, obtém-se o seguinte valor para o campo magnético na interface $i + 1$, i :

$$H_{i+1} = j u_i \sin g_i E_i + \cos g_i H_i. \quad (4.23)$$

As equações 4.22 e 4.23 podem ser escritas na forma de matriz:

$$\begin{bmatrix} E_{i+1} \\ H_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos g_i & j \sin g_i / u_i \\ j u_i \sin g_i & \cos g_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i \\ H_i \end{bmatrix}, \quad (4.24)$$

ou seja,

$$\begin{bmatrix} E_{i+1} \\ H_{i+1} \end{bmatrix} = M_i \begin{bmatrix} E_i \\ H_i \end{bmatrix}, \quad (4.25)$$

em que a matriz M_i é dada por:

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos g_i & j \sin g_i / u_i \\ j u_i \sin g_i & \cos g_i \end{bmatrix}. \quad (4.26)$$

A matriz de 2×2 elementos M_i contém todos os detalhes do filme i e relaciona os valores de E e H de um lado do filme com os do outro lado. É de notar que também se pode escrever:

$$\begin{bmatrix} E_{i+2} \\ H_{i+2} \end{bmatrix} = M_{i+1} \begin{bmatrix} E_{i+1} \\ H_{i+1} \end{bmatrix} = M_{i+1} M_i \begin{bmatrix} E_i \\ H_i \end{bmatrix}, \quad (4.27)$$

ou seja, de um modo geral pode relacionar-se os valores do campo eléctrico e magnético, no meio de saída, com os mesmos no meio de incidência através da equação:

$$\begin{bmatrix} E_q \\ H_q \end{bmatrix} = M_{q-1} M_{q-2} \dots M_2 M_1 \begin{bmatrix} E_o \\ H_o \end{bmatrix}. \quad (4.28)$$

Neste caso, considerou-se $g_o = 0$, o que reduz M_o à matriz identidade.

4.2.3 Coeficientes de transmissão e absorção

Agora só falta calcular os valores dos campos eléctricos e magnéticos das ondas incidente, reflectida e transmitida. Isto faz-se recorrendo à equação 4.21 que, escrita na forma de matriz, fica:

$$\begin{bmatrix} E_q^+ \\ E_q^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1/u_q \\ 1 & -1/u_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_q \\ H_q \end{bmatrix}, \quad (4.29)$$

e

$$\begin{bmatrix} E_o \\ H_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ u_o \end{bmatrix} E_o^+, \quad (4.30)$$

uma vez que, como já foi visto, $E_o^- = 0$. Combinando as equações 4.28, 4.29 e 4.30, fica:

$$\begin{bmatrix} E_q^+ \\ E_q^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1/u_q \\ 1 & -1/u_q \end{bmatrix} M_{q-1} \dots M_1 \begin{bmatrix} 1 \\ u_o \end{bmatrix} E_o^+. \quad (4.31)$$

A partir da equação 4.31, os coeficientes de reflexão e de transmissão são:

$$r = E_q^-/E_q^+ \quad t = E_o^+/E_q^+, \quad (4.32)$$

e para a reflectividade e transmissividade vem respectivamente:

$$R = |r|^2 = |E_q^-/E_q^+|^2 \quad T = \frac{u_o}{u_q} t = \frac{u_o}{u_q} |E_o^+/E_q^+|^2. \quad (4.33)$$

4.3 Propriedades ópticas dos materiais

A partir da teoria de Maxwell obtém-se a seguinte relação:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \alpha, \quad (4.34)$$

onde n é o índice de refração, ε a constante dieléctrica e α a polarizabilidade. Usando o modelo do oscilador harmónico para descrever a variação de α com a frequência, leva à equação [8]:

$$\alpha = n^2 - 1 = \sum_{i=1} \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad (4.35)$$

em que λ é o comprimento de onda da radiação incidente, A_i é uma constante que depende do número de osciladores por unidade de volume, as suas massas, as suas cargas e a sua energia e λ_i são constantes que dependem dos comprimentos de onda de absorção do meio.

O resultado de uma abordagem em termos de mecânica quântica não produz alterações na equação 4.35, mas sim, uma reinterpretação dos termos nos quais A_i está relacionado com as probabilidades de ocorrerem transições e λ_i com as diferenças de energias entre dois estados [9].

A equação 4.35 é conhecida como fórmula de dispersão de Sellmeier e trata a absorção como simples oscilações mecânicas ou eléctricas. Uma modificação desta fórmula de dispersão, usada frequentemente, coloca o primeiro comprimento de onda a zero ($\lambda_1 = 0$), ou seja, o primeiro termo é constante. Algumas outras fórmulas de dispersão não passam de formas modificadas da de Sellmeier, ou aproximações à mesma. Existem aproximações em séries de potências de várias formas, sendo bastante comum a fórmula dos vidros de Schott:

$$n^2 = A_o + A_1\lambda^2 + A_2\lambda^{-2} + A_3\lambda^{-4} + A_4\lambda^{-6} + A_5\lambda^{-8}. \quad (4.36)$$

Esta equação tem uma precisão de cerca de $\pm 3 \times 10^{-6}$ na região de comprimentos de onda visíveis (400 nm a 765 nm) e de cerca de $\pm 5 \times 10^{-6}$ de 365 nm a 1014 nm [8]. É bastante usada por fabricantes de vidros para caracterizarem os seus produtos, e é muito aceite em códigos de projecto óptico. Uma comparação entre a fórmula de Schott e a de Sellmeier de três termos mostra uma precisão equivalente na gama de comprimentos de onda cobertos pela dispersão de Schott, mas o modelo de Sellmeier é preciso numa gama de comprimentos de onda muito mais vasta [10].

No apêndice A são apresentados os parâmetros da fórmula de dispersão de Sellmeier de alguns materiais.

4.4 Filtro anti-reflectivo

Uma aplicação muito importante dos filmes finos é reduzir as perdas por reflexão na superfície de elementos ópticos. No caso particular de um detector de raios-x, baseado num cintilador e num fotodetector de silício, seria bom que toda a luz produzida pelo primeiro atingisse o segundo sem se reflectir na sua superfície. Este problema resolve-se colocando um filtro anti-reflectivo no topo do fotodetector.

O meio mais simples de se conseguir um revestimento anti-reflectivo consiste na aplicação de um único filme fino na superfície onde é desejada uma baixa reflexão. Para se conhecerem os parâmetros do filme, pode fazer-se uma análise da equação 4.31 para o caso de existir apenas um filme:

$$E_q^+ = \frac{1}{2} \left((u_q u_1 - u_1 u_o) \cos g_1 + (u_q u_o - u_1^2) j \sin g_1 \right) E_o^+ \quad (4.37)$$

$$\begin{bmatrix} E_q^+ \\ E_q^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (u_q u_1 - u_1 u_o) \cos g_1 + (u_q u_o - u_1^2) j \sin g_1 \\ (u_q u_1 + u_1 u_o) \cos g_1 + (u_q u_o + u_1^2) j \sin g_1 \end{bmatrix} E_o^+. \quad (4.38)$$

A reflectividade, calculada a partir da equação 4.33 vem:

$$R = \left| E_q^- / E_q^+ \right|^2 = \left| \frac{(u_q u_1 - u_1 u_o) \cos g_1 + (u_q u_o - u_1^2) j \sin g_1}{(u_q u_1 + u_1 u_o) \cos g_1 + (u_q u_o + u_1^2) j \sin g_1} \right|^2. \quad (4.39)$$

Para que a reflectividade seja nula, o numerador da equação 4.39 deve ser nulo. Para isso basta fazer $\cos g_1 = 0$ e $u_q u_o - u_1^2 = 0$, ou seja, $g_1 = (\pi/2 \pm k\pi)$ ($k = 1, 2, 3 \dots$) e $u_1 = \sqrt{u_q u_o}$. Um modo de se verificarem ambas as condições é fazer um revestimento com um filme cujo índice de refração seja igual a $\sqrt{u_q u_o}$ e cujo caminho óptico (índice de refração vezes espessura) seja igual a $\lambda/4$ (filme de um quarto de onda). Nem sempre é possível obter um material que satisfaça o requisito de o índice de refração ser $\sqrt{u_q u_o}$, o que leva a que em aplicações onde é necessária uma reflexão muito baixa se usem vários filmes em vez de apenas um. O gráfico da figura 4.2, foi desenhado a partir dos resultados do programa desenvolvido usando a teoria descrita neste capítulo, e mostra a percentagem de luz transmitida por um filme fino de nitrato de silício com 700 nm de espessura, colocado entre um cintilador (iodeto de cézio) e um fotodetector de silício.

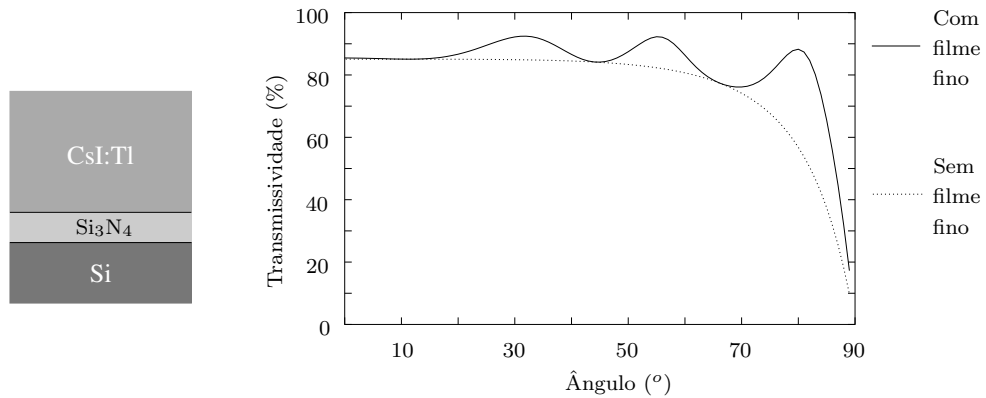


Figura 4.2: Variação da transmissividade de um filme fino (Si_3N_4 de 700 nm de espessura), colocado entre um cintilador (CsI:Tl) e um fotodetector de silício, com o ângulo de incidência da luz. Comprimento de onda, $\lambda = 560 \text{ nm}$.

4.5 Revestimento reflector

No caso do detector de raios-x baseado num cintilador e num fotodetector de silício, pretende-se que toda a luz produzida pelo primeiro atinja o segundo, como foi visto na secção anterior. Para que isto aconteça, é necessário que todas as faces do cintilador, excepto a que fica voltada para o fotodetector, sejam revestidas por

um material reflector, para que a luz emitida em outras direcções, que não a do fotodetector não se perda e seja reflectida de novo para dentro do sistema. Após múltiplas reflexões, com um reflector ideal, toda a luz chegaria ao fotodetector.

No caso do reflector, a situação mais prática será não usar nenhum filme fino. Um exemplo de um bom reflector será um filme de metal com espessura suficiente para que a luz transmitida seja nula.

Supondo que a transmissividade do filme reflector é nula, pode considerar-se que este é o meio de saída do conjunto de filmes da figura 4.1, uma vez que a luz ou é absorvida ou reflectida por este. A partir da mesma figura, o cintilador é o meio de incidência, uma vez que a luz é produzida por ele. Entre o meio de incidência e o meio de saída não existe qualquer filme. A equação 4.31 fica reduzida a:

$$\begin{bmatrix} E_q^+ \\ E_q^- \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1/u_q \\ 1 & -1/u_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ u_o \end{bmatrix} E_o^+. \quad (4.40)$$

A partir da equação 4.33, vem para a reflectividade:

$$R = |E_q^-/E_q^+|^2 = \left| \frac{u_q - u_o}{u_q + u_o} \right|^2 \quad (4.41)$$

A partir da equação 4.41 chega-se à conclusão de que para maximizar a reflectividade, é necessário aumentar a diferença $u_q - u_o$, ou seja, o material reflector deve ter um índice de refração muito diferente do do material cintilador. Conclui-se também que a partir da equação 4.41, para se alcançar o reflector teoricamente ideal seria necessária a colocação de alguns filmes finos intermédios.

4.6 Eficiência de um reflector que reveste um cintilador

Considere-se um cintilador de forma paralelepipedica, com um fotodetector numa das faces e as restantes cinco revestidas por um reflector, tal como está representado na figura 4.3. A relação entre a área de cintilador vista pelo fotodetector, a , e a área total da sua superfície, A é definida por:

$$R_A = \frac{a}{A}, \quad (4.42)$$

em que $a = lc$ e $A = 2lc + 2hc + 2lh$ na figura 4.3. Considerando o cintilador transparente e a emitir luz uniformemente em todas as direcções, a quantidade de luz que chega directamente ao fotodetector, sem nenhuma reflexão é dada por:

$$L_{pd}^* = L_R R_A, \quad (4.43)$$

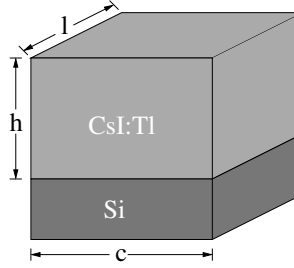


Figura 4.3: Cintilador acoplado a um fotodetector de silício.

em que L_R é a luz total produzida pelo cintilador. Do mesmo modo, a luz que chega ao reflector é dada por:

$$L_{cm} = L_R - L_{pd}^* = L_R(1 - R_A). \quad (4.44)$$

Na interface com o reflector, uma percentagem de luz é perdida, sendo a restante reflectida de volta para o cintilador. A percentagem de luz perdida é dada por:

$$R_{loss} = 1 - R, \quad (4.45)$$

em que R é a percentagem de luz reflectida. Esta pode ser obtida experimentalmente ou a partir da equação 4.41. Depois de um número elevado de reflexões, a luz que chega ao fotodetector é dada por:

$$L_{pd} = \sum_{i=0}^{\infty} L_R R_A [(1 - R_A)(1 - R_{loss})]^i. \quad (4.46)$$

A equação 4.46 representa uma série geométrica cuja razão $(1 - R_A)(1 - R_{loss}) < 1$, logo é convergente e a percentagem de luz produzida pelo cintilador que atinge o fotodetector é dada por [11]:

$$\frac{L_{pd}}{L_R} = \frac{R_A}{1 - (1 - R_A)(1 - R_{loss})}. \quad (4.47)$$

4.7 Conclusão

No projecto de detectores de raios-x baseados em cintiladores é necessário que a luz visível, produzida por estes, chegue aos fotodetectores para que seja convertida em sinais eléctricos. Devido à diferença entre os índices de refacção dos cintiladores e dos fotodetectores, e também devido ao facto de cada fotodetector não ver todas as faces do cintilador, são necessários filtros ópticos.

No primeiro caso, é necessário um filtro anti-reflectivo para que a luz não seja reflectida no interface entre os dois meios com índices de refacção diferentes. Este

filtro pode ser construído por um filme fino se o seu índice de refração tiver um valor próximo da média quadrática dos índices de refração do cintilador e do fotodetector, e se a sua espessura de fase for próxima de um quarto de onda.

No segundo caso, é necessário revestir as superfícies do cintilador, que não são vistas pelo fotodetector, por um material reflector. Este reflector será tanto melhor quanto maior for a diferença entre o seu índice de refração e o do cintilador.

Bibliografia

- [1] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics; electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Pergamon, Oxford, 9th edition, 1999.
- [2] R. C. Thompson. *Thin Film Optics*. Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, UK, 1999.
- [3] H. A. Macleod. *Thin-Film Optical Filters*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 3rd edition, 2001.
- [4] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*. Wiley, 1988.
- [5] I. J. Hodgkinson and Q. H. Wu. *Birefringent Thin Films and Polarizing Elements*. World Scientific, Singapore, 1997.
- [6] D. W. de Lima Monteiro, G. Vdovin, J. G. Rocha et. al. Customized CMOS wavefront sensor. In *Proc. SPIE*, volume 4493, pages 88–99, 2002.
- [7] D. P. Poenar. *Thin Film Colour Sensors*. PhD thesis, Delft University of technology, 1996.
- [8] R. W. Waynant and M. N. Ediger, editor. *Electro-Optics Handbook*. McGraw-Hill, Inc, 2nd edition, 2000.
- [9] W. S. Rodney. Optical properties of cesium iodide. *J. Opt. Soc. Am.*, 45:987–992, 1955.
- [10] B. Tatian. Fitting refractive-index data with the Sellmeier dispersion formula. *Appl. Opt.*, 23:4477–4485, 1984.
- [11] J. G. Rocha and J. H. Correia. A high-performance scintillator-silicon-well x-ray microdetector based on DRIE techniques. *Sensors and Actuators A*, 92:203–207, 2001.

Capítulo 5

Fotodetectores e electrónica de interface

Nos capítulos anteriores foram realizados estudos teóricos sobre a produção e detecção de raios-x, sobre cintiladores e óptica de interface entre os cintiladores e os fotodetectores. Para completar o estudo teórico dos microdetectores de raios-x, baseados em cintiladores, falta abordar os fotodetectores e a electrónica de interface, assuntos que serão tratados neste capítulo.

Na primeira parte do capítulo são apresentadas algumas tecnologias que permitem a realização de fotodetectores, alguns fotodetectores realizáveis em tecnologia CMOS, e é feita uma análise do ruído associado ao processo de conversão dos sinais luminosos em sinais eléctricos.

A segunda parte do capítulo é dedicada á electrónica de interface entre os fotodetectores e a unidade de processamento dos dados. A electrónica de interface é baseada num conversor analógico-digital do tipo sigma-delta para cada fotodetector.

5.1 Comparação do CMOS com outras tecnologias

O processo de fabrico CMOS, é actualmente o mais usado no fabrico de circuitos electrónicos integrados devido ao facto de requerer uma área menor para cada transistor, quando comparado com outras tecnologias, e também devido ao seu baixo consumo de energia. O facto de ser possível a integração de transístores muito pequenos (actualmente já é possível integrar transístores com largura de canal inferior a 100 *nm*), torna esta tecnologia a preferida em dispositivos com uma taxa de integração muito alta, que pode atingir as dezenas de milhões de transístores por centímetro quadrado. Esta elevada taxa de integração é usada

no fabrico de circuitos digitais, sobretudo microprocessadores e memórias. Apesar do seu alto desempenho em circuitos digitais, a tecnologia CMOS tem-se tornado cada vez mais importante no desenvolvimento de circuitos analógicos, que podem ir desde simples chaves até sistemas completos integrados num único *chip*. O processo de fabrico CMOS, além da electrónica analógica e digital, também permite a integração de alguns sensores, nomeadamente fotodetectores. Como é a tecnologia que apresenta o custo de fabrico mais baixo, parece razoável a sua escolha para a implementação de detectores de raios-x baseados em cintiladores. As tecnologias bipolar e CCD também servem para o mesmo propósito e serão comparadas com a CMOS nas secções seguintes.

5.1.1 Tecnologia bipolar

Em termos históricos, o primeiro circuito com vários transístores integrados no mesmo dispositivo físico foi realizado em tecnologia bipolar. Actualmente esta tecnologia é a preferida em dispositivos em que é requerido um alto desempenho em termos analógicos. O processo de fabrico bipolar requer mais alguns passos do que os necessários para produzir um circuito CMOS equivalente. Além disso, o consumo de potência do circuito bipolar é superior ao equivalente em CMOS. Em termos globais, pode dizer-se que o desempenho dos circuitos integrados digitais bipolares é inferior aos equivalentes CMOS [1]. Apesar destes inconvenientes, os circuitos bipolares continuam a ser mais rápidos e capazes de conduzir correntes maiores [2].

A tecnologia bipolar permite o fabrico de fotodetectores integrados com a electrónica de processamento, mas, devido ao facto de as dimensões e o consumo de potência dos transístores em CMOS serem menores do que os equivalentes em bipolar, esta tecnologia é a preferida na fabricação deste tipo de dispositivos.

5.1.2 Tecnologia CCD

A tecnologia CCD (*Charge Coupled Device*) [3], sendo optimizada para a fotodetecção, é bastante robusta quando usada na construção de sensores de imagem, oferecendo características tais como ruído muito reduzido e factor de preenchimento muito elevado. O factor de preenchimento é uma medida da relação entre a área sensível à luz de uma matriz de fotodetectores e a sua área total. O processo de fabrico CCD usa algumas soluções tecnológicas, tanto na obtenção de uma elevada eficiência em termos de transferência de carga, como na minimização dos ruídos e interferências, tais como, sobreposição de *gates*, implementação dos canais em profundidade, estratégias de eliminação de interferências de luz por reflexão ou refração e tensões de *clock* múltiplas, podendo atingir os 20 V [2]. Isto aumenta a complexidade e o custo de fabricação do CCD. Também devido ao processo de

transferência de carga, um CCD convencional não permite o acesso aleatório a cada pixel [4, 5]. Normalmente a introdução de circuitos electrónicos de controlo ou processamento no mesmo *chip* ou não é possível ou o seu desempenho é baixo.

5.2 Fotodetectores em CMOS

Como foi referido anteriormente, o processo de fabrico CMOS é mais adequado para projectos de electrónica digital, sendo possível no entanto, projectar electrónica analógica e alguns tipos de fotodetectores em CMOS, de entre os quais se salientam os seguintes [6]:

- Fotodíodos verticais (três tipos diferentes).
- Fotodíodo lateral.
- Fototransístor bipolar vertical.
- Fototransístor bipolar lateral.
- *Photogate*.
- Fotodíodo de avalanche [2].

O diagrama esquemático da figura 5.1 mostra cada um deles.

5.2.1 Fotodíodos verticais

O princípio de operação dos três tipos de fotodíodos verticais (figura 5.1 (a), (b) e (c)) é idêntico, variando apenas entre eles a profundidade da junção e a concentração de dopantes. Todos usam o efeito fotoelétrico [7] para converterem os fótons em pares electrão-lacuna. As ligações covalentes que mantêm os electrões na estrutura do cristal são quebradas pela radiação incidente, se a energia do fóton for maior do que o hiato de energia do silício. Este hiato de energia é de 1.124 eV , o que significa que todos os fótons com comprimentos de onda inferiores a $1.1\text{ }\mu\text{m}$ teoricamente podem excitar electrões da banda de valência para a banda de condução. Estes electrões, bem como as lacunas que ficam na banda de valência, movem-se livremente pela estrutura do cristal, dando origem a correntes eléctricas. Isto significa que, aproveitando o efeito fotoelétrico, podem fabricar-se transdutores que convertem a radiação incidente em pares electrão-lacuna que por sua vez formam uma corrente eléctrica se a sua recombinação for evitada.

Um dos métodos mais simples de separar os pares electrão-lacuna e evitar a sua recombinação consiste em usar uma junção pn inversamente polarizada, que provoca o aparecimento de uma região livre de cargas (região de depleção), na

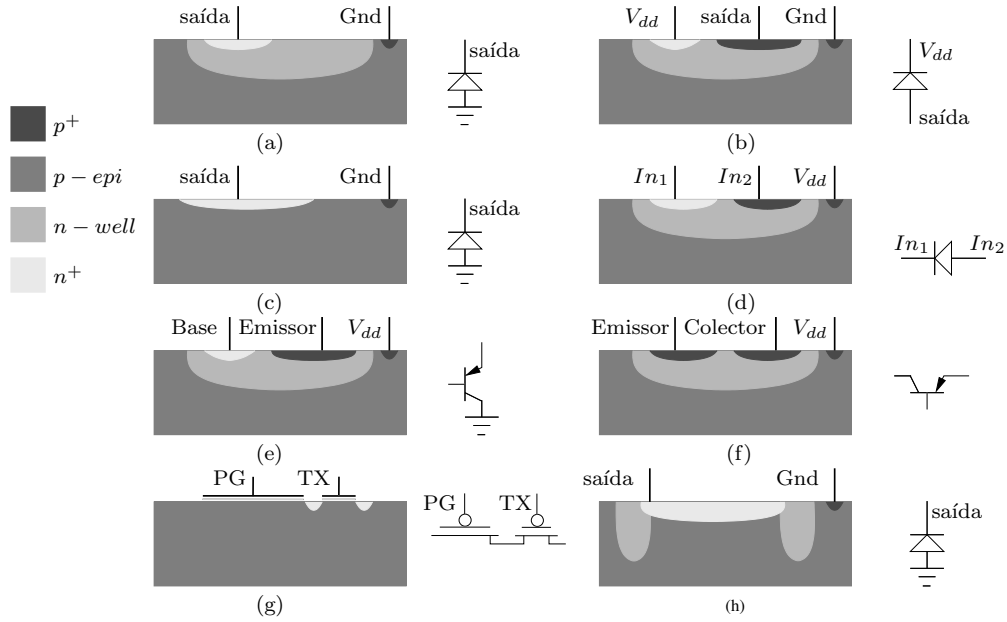


Figura 5.1: Estruturas de fotodetectores em CMOS. (a) Díodo vertical $n-well/p-epilayer$. (b) Díodo vertical $p^+/n-well$. (c) Díodo vertical $n^+/p-epilayer$. (d) Díodo lateral. (e) Transístor bipolar vertical. (f) Transístor bipolar lateral. (g) Photogate. (h) Fotodíodo de avalanche.

qual o campo eléctrico é muito intenso. Se algum par electrão-lacuna for gerado na região de depleção (ou perto da região de depleção e por difusão lá penetre), o campo eléctrico separa rapidamente o electrão da lacuna, fazendo com que o electrão se desloque para o lado p e a lacuna para o n, originando uma corrente eléctrica através da junção que é proporcional à intensidade da luz incidente.

A absorção de luz visível por um semiconductor depende do seu comprimento de onda. A radiação de baixo comprimento de onda, ou seja, de alta energia é absorvida rapidamente a pequena profundidade. Pelo contrário, a radiação de comprimentos de onda mais altos penetra muito mais profundamente antes de ser absorvida. É de salientar que este comportamento é válido apenas para a região do espectro visível, ou próximo do visível. Noutras regiões do espectro, tal como na dos raios-x, o comportamento dos fótons é muito diferente, como foi visto no capítulo 2. O comprimento de absorção, definido como sendo a distância na qual $1/e$ ($e \simeq 2.71828$) dos fótons incidentes são absorvidos, é de cerca de $0.3 \mu m$ para a luz azul de $475 nm$ e de $3 \mu m$ para a luz vermelha de $650 nm$ [8]. Este comportamento deve-se à distribuição de probabilidade de fótons de determinada energia excitarem portadores da banda de valência para a banda de condução. Os fótons de luz visível de energia mais alta têm maior probabilidade de excitar

electrões da banda de valência, logo são absorvidos mais cedo.

A dependência entre a absorção e o comprimento de onda justifica os diferentes comportamentos dos fotodetectores formados por junções pn descritos nesta secção.

5.2.2 Fototransístor vertical

Os fototransístores verticais (figura 5.1 (e)) também usam o efeito fotoelétrico para converterem os fotões em pares electrão-lacuna. Os pares electrão lacuna, gerados pelo efeito fotoelétrico, são separados e recolhidos usando uma junção pn inversamente polarizada muito próxima de outra junção pn directamente polarizada. Tal como num fotodíodo, a radiação incidente na junção inversamente polarizada (colector/base) provoca uma corrente eléctrica que é proporcional à intensidade da luz. Esta corrente entra na região da base, o que significa que é multiplicada pelo ganho β do transistor. Como o valor de β é tipicamente da ordem das dezenas ou centenas, o fototransístor pode ter uma eficiência quântica maior do que um no espectro de luz visível.

5.2.3 Comparação entre fotodíodos e fototransístores verticais

Os fotodíodos apresentam correntes de fuga, bem como ruídos por unidade de área menores do que os fototransístores. Apresentam também um menor ruído de padrão fixo quando dispostos em matriz, já que são mais facilmente reproduzíveis. A única vantagem dos fototransístores é a sua alta eficiência quântica que, a baixos níveis de luz, onde a corrente de emissor é muito baixa, fica ao nível da dos fotodíodos. Isto deve-se ao facto de β diminuir à medida que a corrente de emissor diminui [9].

5.2.4 Dispositivos laterais, *photogates* e fotodíodos de avalanche

O princípio de funcionamento dos díodo e transistor bipolar laterais (figura 5.1 (d) e (f) respectivamente) é similar aos correspondentes verticais sendo que a principal diferença está na resposta espectral. As estruturas de díodo e transistor bipolar laterais têm uma boa resposta no azul, já que os pares electrão-lacuna gerados por estes comprimentos de onda contribuem de forma significativa para a corrente de saída. Isto deve-se ao facto de, nestes tipos de fotodetectores, a junção se estender até à superfície, onde a maior parte da luz azul é absorvida.

A *photogate* ((figura 5.1 (g)) não é mais do que um condensador entre a *gate* (terminal PG na figura 5.1(g)) e o substrato. Quando se aplica uma tensão à *gate*, é criada uma região de depleção na zona por baixo dela, sendo que os pares gerados nessa zona são separados e contribuem para a corrente da *photogate* [2]. De todas as estruturas, esta é a que apresenta a menor eficiência quântica devido ao facto de a corrente gerada ser devida principalmente à difusão dos portadores e também porque o material usado na *gate* absorve a maior parte dos fótons de pequeno e médio comprimento de onda [6]. Para reduzir este segundo problema, o material da *gate* deve transmitir o melhor possível os fótons dos comprimentos de onda de interesse e de preferência, não se devem usar compostos de silício ou metais [10, 11]. Para aumentar a transmissão de luz, no caso de o fotodetector ser suficientemente grande, podem ser abertas janelas na *gate*.

O fotodíodo de avalanche ((figura 5.1(h)) pode ser implementado a partir de uma junção n^+/p -*epilayer* e de um anel formado a partir de uma região *n-well*. Este anel serve para prevenir que o díodo se deteriore prematuramente a partir das suas fronteiras laterais, devido ao facto de este ser inversamente polarizado perto da zona de ruptura. Normalmente este díodo é polarizado com tensões de algumas dezenas de volts, o que torna difícil a implementação dos circuitos de leitura no mesmo *chip*.

5.2.5 Ruído nos fotodetectores

Idealmente um fotodetector responde a um fluxo de fótons Φ com uma potência óptica $P = h\nu\Phi$, gerando uma corrente eléctrica proporcional ao fluxo:

$$i_p = \eta e \Phi = RP, \quad (5.1)$$

onde η é a eficiência quântica do dispositivo, e a carga do electrão e $R = (\eta e)/(h\nu)$ a sua responsividade. Na realidade, o dispositivo gera uma corrente eléctrica aleatória i cujo valor flutua em torno do seu valor médio $\bar{i} = i_p$. Estas flutuações aleatórias que podem ser vistas como ruído, são caracterizadas pelo desvio padrão σ_i onde $\sigma_i^2 = \langle (i - \bar{i})^2 \rangle$. Para uma corrente média nula, o desvio padrão é o mesmo que o valor *rms* da corrente, ou seja, $\sigma_i = \sqrt{\langle i^2 \rangle}$. Várias fontes de ruído são inerentes ao processo de detecção de fótons:

- **Ruído dos fótons.** A fonte do ruído mais básica está associada ao facto de a chegada dos fótons ao detector ser aleatória. Este processo é normalmente descrito pela distribuição de Poisson [12].
- **Ruído dos fotoelectrões.** Para um detector com eficiência quântica $\eta < 1$, cada fóton gera um par electrão-lacuna com a probabilidade η , mas falha o objectivo com a probabilidade $1 - \eta$. Devido à aleatoriedade, este processo de geração de portadores funciona como fonte de ruído.

- **Ruído da fotocorrente.** O fluxo de fotoelectrões provoca uma corrente eléctrica no circuito onde o fotodetector se encontra que depende, além das propriedades do fluxo de fotoelectrões, da resposta temporal do fotodetector.
- **Ruído de ganho.** O processo de amplificação que faz com que alguns fotodetectores, nomeadamente os fototransístores, apresentem um ganho que é aleatório. Cada fotão detectado gera um número aleatório G de portadores, cujo valor médio é \overline{G} mas com uma incerteza que é dependente da natureza do mecanismo de amplificação e da intensidade da luz incidente.
- **Ruído de circuito de recepção.** Os vários componentes que formam o circuito receptor, tais como resistências ou transístores, contribuem para o ruído do circuito de recepção.
- **Ruído de fundo.** Está associado a fotões que atingem o detector provenientes de fontes externas que nada têm a ver com a fonte do sinal.
- **Corrente de fuga.** Está presente mesmo na ausência de luz. Este ruído resulta do facto de pares electrão-lacuna serem gerados aleatoriamente por processos térmicos ou por efeito de túnel.
- **Ruído $1/f$.** Esta forma de ruído é talvez a que mais tem sido estudada e ao mesmo tempo a pior compreendida. O seu espectro de potência diminui rapidamente com a frequência ($1/f$).
- **Ruído de padrão fixo.** Apenas existe quando é construída uma matriz com vários fotodetectores. Está associado ao facto de os fotodetectores que constituem a matriz apresentarem respostas diferentes entre si.

Concluindo, o sinal que chega ao detector tem o ruído intrínseco dos fotões. O efeito fotoeléctrico converte os fotões em pares electrão lacuna. Nesta conversão, o valor médio do sinal diminui η vezes. O ruído também diminui em uma quantidade menor do que o sinal, o que leva a que a relação sinal ruído dos fotoelectrões seja menor do que a dos fotões incidentes. A este nível são somados os ruídos provocados pela corrente de fuga, o ruído de fundo e ruído $1/f$. Se existir algum mecanismo de ganho, este amplifica o sinal e o ruído e introduz o seu próprio ruído. Para terminar, o ruído do circuito entra no ponto de leitura da corrente.

Ruído dos fotões

O fluxo dos fotões associado à potência óptica P é inerentemente incerto. O valor médio do fluxo é $\Phi = P/(h\nu)$, mas flutua aleatoriamente de acordo com uma lei de probabilidade que depende da natureza da fonte da luz. O número de fotões

n , contados num intervalo de tempo T , é aleatório com média $\bar{n} = \Phi T$ e obedece normalmente à distribuição de Poisson para a qual $\sigma_i^2 = \bar{n}$ [12]. A relação sinal ruído associado ao número de fotões é de:

$$SNR = \bar{n}, \quad (5.2)$$

e o número mínimo detectável de fotões é $\bar{n} = 1$, o que significa que se o tempo de observação for $T = 1 \mu s$ e o comprimento de onda de $\lambda = 560 nm$, equivale a uma potência mínima detectável de $0.355 pW$.

Ruído dos fotoelectrões

Um fotão incidente num fotodetector com eficiência quântica η liberta um electrão ou cria um par electrão-lacuna com a probabilidade η e falha com a probabilidade $1 - \eta$. Assume-se que os electrões são libertados ou os pares electrão-lacuna são produzidos aleatoriamente a partir do fluxo de fotões incidentes Φ , sendo gerados $\eta\Phi$ fotoelectrões. O número de fotoelectrões, detectados no intervalo de tempo T , é um número aleatório m cuja média é:

$$\bar{m} = \eta\bar{n}, \quad (5.3)$$

onde $\bar{n} = \Phi T$ é o valor médio de fotões incidentes no intervalo de tempo T . Se o número de fotões seguir uma distribuição de Poisson, o número de fotoelectrões também segue e a sua variância é de [12]:

$$\sigma_m^2 = \bar{m} = \eta\bar{n}. \quad (5.4)$$

A aleatoriedade a que o número de fotões é inerente, constitui uma fonte de ruído fundamental quando se pretendem detectar sinais de luz de fraca intensidade, resultando numa relação sinal ruído de:

$$SNR = \bar{m} = \eta\bar{n}. \quad (5.5)$$

O valor mínimo teórico de fotoelectrões detectáveis corresponde a uma relação sinal ruído de 1, isto é, $\bar{m} = \eta\bar{n} = 1$, ou seja, um fotoelectrão por cada $1/\eta$ fotões.

Ruído da fotocorrente

O fluxo aleatório de fotoelectrões de valor médio $\eta\Phi$ provoca uma corrente eléctrica $i(t)$ que circula no circuito onde o fotodetector se encontra. De seguida irão ser examinadas as propriedades dessa corrente tendo em conta os efeitos do ruído dos fotões, do ruído dos fotoelectrões e da resposta temporal do fotodetector e circuito associado.

Cada portador gerado produz um pulso de corrente de área igual à carga do electrão e de duração τ_p . Um feixe de fotões a incidir num fotodetector faz com que à sua saída apareçam um conjunto de pulsos que adicionados formam a corrente $i(t)$. O facto de o feixe de fotões ter características aleatórias faz com que a corrente flutue. A corrente i no circuito do fotodetector, cuja largura de banda é Bw , gerada por um fluxo de fotões Φ , pode ser determinada se se considerar um intervalo de tempo característico $T = 1/2Bw$ e um número aleatório m de fotoelectrões que são contados no mesmo intervalo de tempo. O seu valor é:

$$i = \frac{e}{T}m, \quad (5.6)$$

em que e é a carga do electrão. O valor médio da corrente e a sua variância são dados por:

$$\bar{i} = \frac{e}{T}\bar{m} \quad \text{e} \quad \sigma_i^2 = \left(\frac{e}{T}\right)^2 \sigma_m^2,$$

onde $\bar{m} = \eta\Phi T = \eta\Phi/2Bw$ é o número de fotoelectrões contados no intervalo de tempo $T = 1/2Bw$. Como foi visto anteriormente, $\sigma_m^2 = \bar{m}$, o que leva a:

$$\bar{i} = e\eta\Phi, \quad (5.7)$$

e

$$\sigma_i^2 = 2e\bar{i}Bw. \quad (5.8)$$

A relação sinal ruído é dada por:

$$SNR = \frac{\bar{i}}{2eBw} = \frac{\eta\Phi}{2Bw}, \quad (5.9)$$

ou seja, é directamente proporcional ao fluxo de fotões incidentes e inversamente proporcional à largura de banda do circuito.

Ruído de ganho

O valor médio e a variância do valor da fotocorrente de um dispositivo com um ganho fixo G é determinado substituindo e por uma quantidade $q = Ge$ nas equações 5.7 e 5.8:

$$\bar{i} = eG\eta\Phi \quad (5.10)$$

e

$$\sigma_i^2 = 2eG\bar{i}Bw. \quad (5.11)$$

A relação sinal ruído é dada por:

$$SNR = \frac{\bar{i}}{2eGBw} = \frac{\eta\Phi}{2Bw}, \quad (5.12)$$

ou seja, é independente de G . Isto acontece porque tanto o valor médio da corrente (\bar{i}) como o seu valor *rms* (σ_i^2) são afectados pelo mesmo factor multiplicativo. Este resultado não se aplica no caso dos dispositivos com ganhos aleatórios, tais como o tubo fotomultiplicador, o fotocondutor e o fotodíodo de avalanche [12].

Ruído do circuito de recepção

É adicionado pelo circuito electrónico dedicado à leitura do sinal proveniente do fotodetector e resulta fundamentalmente das movimentações das partículas com carga nas resistências e outros elementos dissipativos (ruído térmico) e das flutuações de carga nos transístores que compõe o circuito. Como depende sobretudo da configuração do circuito, nesta secção não é apresentado nenhum modelo para este tipo de ruído.

Ruído de fundo

É provocado por fontes de luz externas ao sistema que podem fazer chegar os seus fótons ao fotodetector e depende sobretudo da habilidade do projectista em isolar o fotodetector das fontes externas de luz, pelo que também não é apresentado nenhum modelo matemático.

Corrente de fuga

A corrente de fuga depende da temperatura e das características de dopagem da junção. Assumindo o modelo do díodo de base curta [9], devido aos longos tempos de recombinação num processo CMOS, a corrente inversa na junção é dada por:

$$I_{inv} = Aen_i^2 \left(\frac{D_p}{N_d W_B} + \frac{D_n}{N_a W_E} \right) (\exp(qV_a/(kT)) + 1), \quad (5.13)$$

onde A é a área da junção do díodo, e é a carga do electrão, n_i é a concentração intrínseca de portadores no silício ($n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à temperatura ambiente), D_n e D_p são as constantes de difusão dos electrões e das lacunas respectivamente, N_d é a concentração de dadores do lado n da junção, N_a é a concentração de aceitadores do lado p da junção, W_B é a distância, do lado n, entre a região do espaço de carga e o contacto ohmico, W_E é a distância, do lado p, entre a região do espaço de carga e o contacto ohmico. V_a é a tensão inversa aplicada à junção, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta. As constantes de difusão diminuem com a temperatura à razão de aproximadamente $T^{-1.4}$, mas a concentração intrínseca de portadores aumenta à razão de $T^{3/2}e^{1/T}$ [9]. Isto significa que a corrente inversa na junção aumenta com a temperatura, diminuindo a relação sinal ruído.

Na tabela 5.1 são apresentados os valores simulados das correntes de fuga dos fotodíodos, quando é aplicada uma tensão inversa na junção de 1 V. Foram usados os parâmetros do processo CMOS do DIMES¹.

Tabela 5.1: Simulação das correntes de fuga dos fotodíodos no processo CMOS do DIMES ($V = 1$ V).

Dispositivo	Corrente de fuga
Díodo $n\text{-well}/p\text{-epilayer}$	$7.89 \times 10^{-17} \text{ A}/\mu\text{m}^2$
Díodo $p^+/n\text{-well}$	$1.39 \times 10^{-14} \text{ A}/\mu\text{m}^2$
Díodo $n^+/p\text{-epilayer}$	$4.93 \times 10^{-16} \text{ A}/\mu\text{m}^2$

Ruído $1/f$

O ruído $1/f$ é causado pela falta de contacto ohmico nos eléctrodos do detector associada aos estados provocados pelos defeitos superficiais, mas provavelmente esta não é uma descrição completa. É sabido que a falta de contacto ohmico aumenta a amplitude deste ruído, que é diferente para cada detector individual. A expressão empírica para a corrente de ruído é [13]:

$$i_{rms} = a \sqrt{\frac{i_b^\alpha \Delta f}{f^\beta}} \quad f \neq 0, \quad (5.14)$$

onde a é uma constante de proporcionalidade, i_b é a corrente que passa pelo detector, α é uma constante que normalmente se considera igual a 2 e β é normalmente igual a 1. Esta forma de ruído não tem componente contínua, daí que apareça $f \neq 0$ na equação 5.14. O ruído $1/f$ está sempre presente nos fotodetectores que requerem corrente de polarização para operarem. Os fotodetectores que operam no modo fotovoltaico, isto é, com corrente de polarização nula, não exibem esta forma de ruído.

Ruído de padrão fixo

Esta forma de ruído afecta as matrizes de fotodetectores e tem a ver com os desvios na resposta entre os vários elementos que formam a matriz. Como normalmente os fotodetectores são agrupados em matriz para formar sensores de imagem, na presença desta forma de ruído, à imagem captada vai sobrepor-se uma outra que aparece devido às respostas diferentes produzidas pelos fotodetectores. Como essas diferenças são mais ou menos invariáveis, isto traduz-se num padrão fixo. Este desvio é inversamente proporcional à área de cada díodo. Num processo CMOS este

¹Delft Institute of Microelectronics and Submicron-technology

tipo de ruído apresenta valores muito baixos devido às dimensões relativamente elevadas de cada fotodíodo relativamente às tolerâncias admitidas pelo processo litográfico. Este ruído normalmente representa menos de 1% do ruído total produzido por um fotodíodo, o que leva a que normalmente seja desprezado [14].

No projecto dos detectores de raios-x, deve ter-se especial atenção à corrente de fuga dos fotodíodos, pois esta é a principal fonte de ruído nesta etapa da aquisição do sinal.

5.2.6 Simulação da resposta espectral dos díodos verticais

Nas secções anteriores chegou-se à conclusão de que os fotodetectores que melhor se adaptam ao projecto dos detectores de raios-x, baseados em cintiladores, são os fotodíodos verticais fabricados em tecnologia CMOS (Dispositivos (a), (b) e (c) da figura 5.1). Isto deve-se sobretudo ao facto de apresentarem uma corrente de fuga e ruído por unidade de área menores do que o fototransístor, eficiência quântica maior do que os dispositivos laterais ou *photogates*, e maior facilidade de integração com a electrónica de interface do que o fotodíodo de avalanche. A partir deste pressuposto, é necessário escolher qual dos três fotodíodos se adapta melhor a determinado tipo de cintilador, sobretudo em termos de resposta espectral. Para o efeito foram realizadas algumas simulações usando os programas SUPREM-IV.GS e PISCES-IIB de Stanford.

Em primeiro lugar foi simulada a concentração de dopantes, usando para o efeito o programa SUPREM-IV.GS. Os valores das energias e doses usadas na simulação dos implantes foram retirados do manual do processo CMOS *n-well* de $1.6\ \mu\text{m}$ do DIMES. Os resultados estão nas figuras 5.2, 5.3 e 5.4 para as junções *n-well/p-epilayer*, $p^+/n\text{-well}$ e $n^+/p\text{-epilayer}$ respectivamente. A resposta espec-

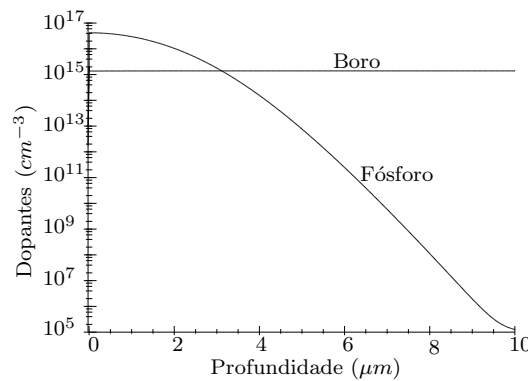


Figura 5.2: Concentração de dopantes numa junção *n-well/p-epilayer*.

tral dos fotodíodos verticais foi simulada usando o programa PISCES-IIB, tendo

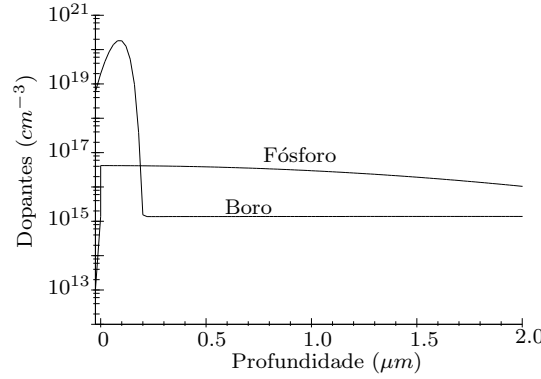


Figura 5.3: Concentração de dopantes numa junção $p^+/n\text{-well}$.

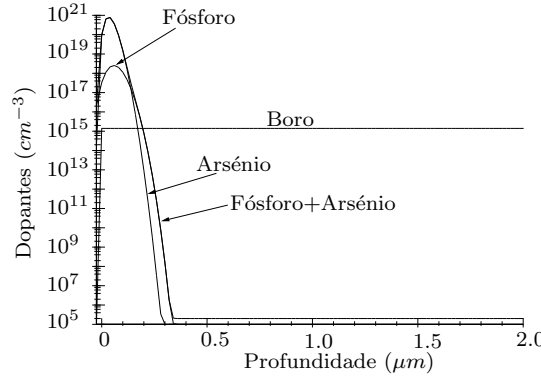


Figura 5.4: Concentração de dopantes numa junção $n^+/p\text{-epilayer}$.

por base as concentrações de dopantes simuladas anteriormente. Os fotodíodos $n\text{-well}/p\text{-epilayer}$ e $n^+/p\text{-epilayer}$ foram simulados para uma tensão inversa de 1 V. O fotodíodo $p^+/n\text{-well}$ foi também simulado para uma tensão inversa de 1 V, aplicando 5 V à região $n\text{-well}$ e 4 V à região p^+ . Os resultados estão nas figuras 5.5, 5.6 e 5.7. A partir das simulações observa-se que o fotodíodo $n\text{-well}/p\text{-epilayer}$ responde melhor na região do vermelho (650 nm) pois a sua junção é a mais profunda. O fotodíodo $p^+/n\text{-well}$ tem a junção próxima da superfície, respondendo melhor nos comprimentos de onda perto dos 400 nm. Também responde bem na região do vermelho (650 nm) devido à influência da sua outra junção ($n\text{-well}/p\text{-epilayer}$). Finalmente, o fotodíodo $n^+/p\text{-epilayer}$ responde melhor na região dos verdes (550 nm a 600 nm) pois, embora a sua junção seja superficial, devido à enorme diferença de concentrações de dopantes entre o lado n e o lado p, a zona de depleção vai estender-se mais profundamente do lado p.

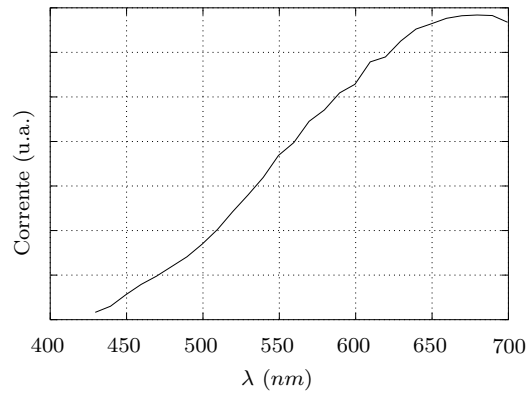


Figura 5.5: Resposta espectral do fotodíodo $n\text{-well}/p\text{-epilayer}$.

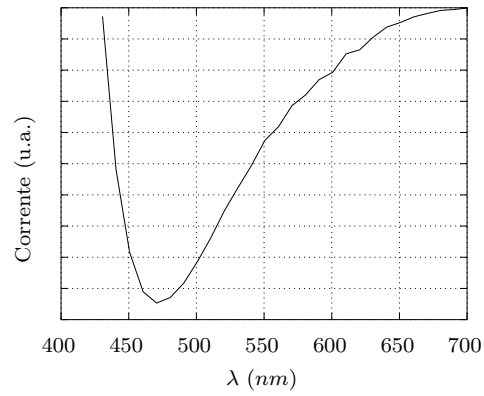


Figura 5.6: Resposta espectral do fotodíodo $p^+/n\text{-well}$.

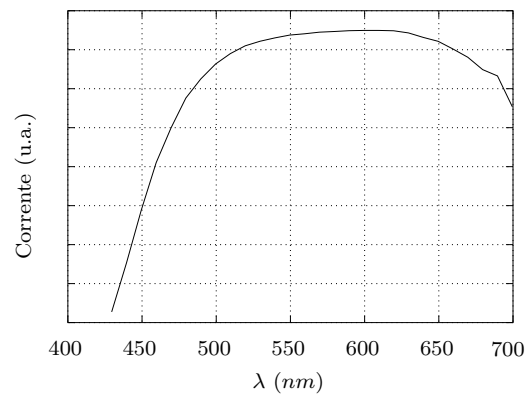


Figura 5.7: Resposta espectral do fotodíodo $n^+/p\text{-epilayer}$.

5.3 Conversão analógica digital

Os conversores analógicos digitais de sobreamostragem têm vindo a tornar-se populares porque resolvem muitas das dificuldades encontradas nos conversores tradicionais que operam à frequência de Nyquist. Os conversores analógicos digitais tradicionais requerem filtros de entrada, componentes analógicos de alta precisão e um ambiente de operação de baixo ruído (figura 5.8). Infelizmente o processo de fabrico CMOS, que normalmente é optimizado para electrónica digital, faz com que estes requisitos sejam muito difíceis de alcançar.

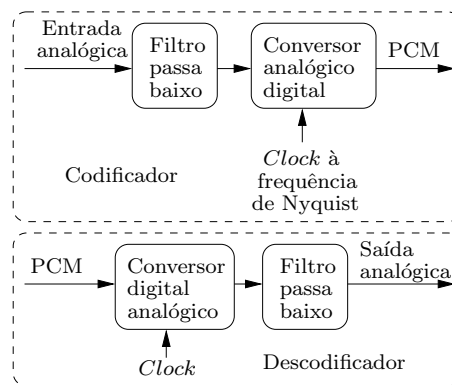


Figura 5.8: Modulador PCM convencional.

O filtro passa baixo à entrada do codificador tradicional atenua o ruído de alta frequência e as componentes do sinal fora da banda de interesse, para que não ocorra *aliasing* aquando da amostragem. As propriedades deste filtro são especificadas para cada aplicação. O conversor analógico-digital pode tomar um determinado número de formas diferentes, tais como um conversor *flash* para operações rápidas, conversor de aproximações sucessivas para taxas moderadas ou conversor de rampa para aplicações lentas e mais precisas. No decodificador, um filtro suaviza a saída amostrada do conversor digital-analógico. Os circuitos destes conversores convencionais requerem componentes analógicos de alta precisão para que a sua resolução seja aceitável.

Os conversores sobreamostrados (figura 5.9), por seu lado, podem usar componentes analógicos simples e com tolerâncias relativamente altas, requerendo em contrapartida, estágios de processamento de sinal digital complexos e rápidos. Estes conversores modulam a entrada analógica num código digital simples, normalmente com palavras de apenas um bit, a uma frequência muito mais alta do que a de Nyquist. O modulador aproveita a alta resolução temporal para melhorar a resolução em amplitude, fazendo com que os circuitos analógicos que o compõe possam ser de certo modo imprecisos. O uso de modulação e desmodulação de alta frequência elimina a necessidade dos filtros de *antialiasing* com características de

corte abruptas na entrada do modulador e dos filtros de suavização na saída do desmodulador. Em vez disso, são usados filtros digitais tal como mostra a figura 5.9 [15, 16, 17]. Um filtro digital suaviza a saída do modulador, atenuando o ruído

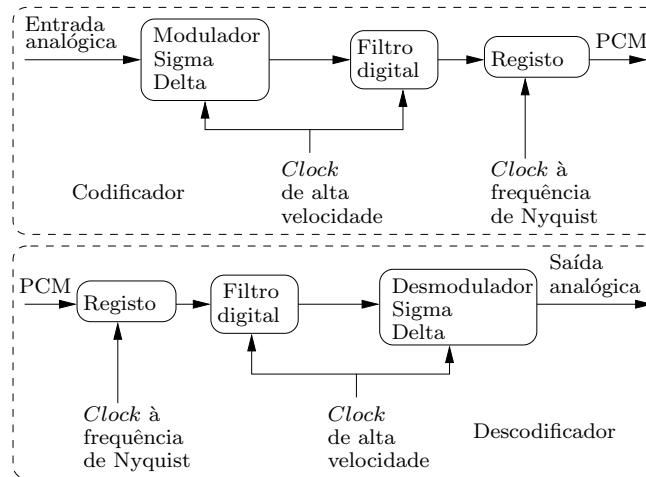


Figura 5.9: Modulador PCM sobreamostrado.

e as componentes de alta frequência, antes que elas possam produzir *aliasing* na banda do sinal quando o código for reamostrado, à frequência de Nyquist. O filtro digital, no desmodulador, faz a interpolação do código para uma frequência mais alta, antes deste ser desmodulado.

As vantagens dos conversores tradicionais residem no facto de operarem a uma frequência de amostragem relativamente baixa (a frequência de Nyquist do sinal) produzindo directamente os dados na forma binária. Por outro lado, os conversores de sobreamostragem usam componentes analógicos muito simples e de baixa precisão mas necessitam de uma velocidade de *clock* elevada e processamento de sinal digital bastante complexo. Estas considerações levam a aproveitar a vantagem de o processo CMOS ser mais adequado à realização de circuitos digitais rápidos do que circuitos analógicos precisos. Uma vez que a frequência de amostragem necessita de ser várias ordens de grandeza superior à frequência de Nyquist, os métodos de sobreamostragem adequam-se melhor à leitura de sinais de baixa frequência.

5.3.1 Quantização

A quantização da amplitude do sinal é o método em que se baseiam todos os conversores analógicos digitais e consiste em mapear o valor real do sinal num conjunto finito de códigos binários. Este mapeamento é feito seleccionando o código binário cujo valor minimiza a distância absoluta ao valor real e pode ser

descrito por:

$$q(x) = \begin{cases} \left(\frac{M}{2} - \frac{1}{2}\right) \Delta; & \left(\frac{M}{2} - 1\right) \Delta \leq x; \\ \left(k - \frac{1}{2}\right) \Delta; & (k-1)\Delta \leq x < k\Delta; \quad k = \left(-\frac{M}{2} + 2\right), \dots, \left(\frac{M}{2} - 1\right) \\ \left(-\frac{M}{2} + \frac{1}{2}\right) \Delta; & \left(\frac{M}{2} - 1\right) \Delta > x; \end{cases} \quad (5.15)$$

onde $q(x)$ é o valor quantizado do número real x , M é o número de códigos binários diferentes que o quantizador pode produzir e Δ é a distância entre dois níveis de saída [18]. Ao contrário da amostragem periódica, que se for feita a mais de duas vezes a frequência do sinal, não introduz distorção, a quantização introduz um erro no valor do sinal original definido por:

$$e = q(x) - x. \quad (5.16)$$

A escolha da ordem dos termos da subtração foi feita por conveniência, para que se possa considerar a saída do quantizador como sendo a soma da sua entrada com um erro. A distorção ou potência do ruído de quantificação é dada por:

$$\text{distorção} = e^2 = (q(x) - x)^2. \quad (5.17)$$

Assumindo que o erro de quantização é um ruído branco, tendo uma distribuição de probabilidade uniforme entre $-\Delta/2$ e $\Delta/2$, a potência do ruído do quantizador é de

$$e_{rms}^2 = \frac{1}{\Delta} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} e^2 de = \frac{\Delta^2}{12}. \quad (5.18)$$

Para a discussão subsequente das densidades espectrais do ruído, irá ser usada apenas a parte positiva do espectro, ou seja, considera-se que toda a potência dos sinais está concentrada na gama de frequências $0 \leq f < \infty$. Quando um sinal é amostrado à frequência f_s (período τ), toda a potência de ruído fica na banda $0 \leq f < f_s/2$. Então, se for branco, a densidade espectral do ruído é dada por [19]:

$$E(f) = e_{rms} \left(\frac{2}{f_s} \right)^{1/2} = \sqrt{2\tau} e_{rms}. \quad (5.19)$$

Para o caso de um quantizador qualquer a trabalhar em sobreamostragem, um sinal na banda $0 \leq f < f_o$, ao qual é adicionado um outro sinal variável na banda $f_o < f \leq f_s/2$, é codificado à frequência de amostragem f_s . A taxa de sobreamostragem, definida como a razão entre a frequência de amostragem e a frequência de Nyquist do sinal ($2f_o$), é dada pelo número inteiro:

$$N = \frac{f_s}{2f_o} = \frac{1}{2f_o\tau}, \quad (5.20)$$

em que $\tau = 1/f_s$ é o período de amostragem. Se o sinal variável for suficientemente aleatório, de tal modo que se possa dizer que o erro de quantização é não correlacionado e branco, a potência de ruído na banda do sinal é dada por:

$$n_o^2 = \int_0^{f_o} E(f)^2 df = e_{rms}^2 (2f_o \tau) = \frac{e_{rms}^2}{N}. \quad (5.21)$$

Desta forma obtém-se o resultado bem conhecido de que a sobreamostragem reduz o ruído de quantização na banda do sinal (n_o) de um valor igual à raiz quadrada da taxa de sobreamostragem. Por outras palavras, se a frequência de amostragem duplicar, o ruído na banda do sinal diminui 3 dB, aumentando a resolução de meio bit.

5.3.2 Modulação sigma-delta de primeira ordem

O modulador sigma-delta de primeira ordem é o que mais interessa para o detector de raios-x, uma vez que técnicas de modulação mais complexas não são realizáveis num *chip* em que se pretende colocar uma matriz de pixels com um conversor analógico-digital associado a cada um, devido a limitações de área. O diagrama de blocos do modulador sigma-delta de primeira ordem está na figura 5.10. Os moduladores sigma-delta, usam normalmente um quantizador de apenas dois

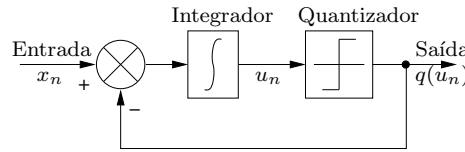


Figura 5.10: Modulador sigma-delta de primeira ordem.

níveis ($M = 2$ na equação 5.15). De qualquer modo, assume-se que inicialmente o conversor tem um quantizador uniforme de vários níveis. A entrada do circuito é ligada ao quantizador por intermédio de um integrador e a saída quantizada é realimentada e subtraída à entrada. A realimentação faz com que o valor médio do sinal quantizado siga o valor médio da entrada. Qualquer diferença é acumulada no integrador, sendo corrigida nas amostras seguintes.

O modulador sigma-delta de primeira ordem é descrito pela seguinte equação não linear:

$$u_{n+1} = u_n + x_n - q(u_n), \quad (5.22)$$

onde u_n é a variável de estado do modulador, x_n e $q(u_n)$ são a sua entrada e saída respectivamente e $q(u_n)$ é definido por:

$$q(u_n) = \begin{cases} b & \text{se } x \geq 0 \\ -b & \text{se } x < 0. \end{cases} \quad (5.23)$$

O sinal de entrada do modulador, x_n , é ligado ao quantizador por intermédio de um integrador sendo a saída quantizada $q(u_n)$ subtraída à entrada. Se a entrada for positiva, o número de amostras positivas na saída vai ser maior do que o número de amostras negativas. Se a entrada for negativa acontece o contrário. Generalizando, pode dizer-se que se a entrada de um modulador sigma-delta de primeira ordem de um bit for constante, com valor x , durante um período de L amostras e o modulador não saturar, o valor médio da saída vai convergir assintoticamente para x , quando L tender para infinito. A partir da equação 5.22 vem que:

$$q(u_n) = x_n + u_n - u_{n+1}. \quad (5.24)$$

O valor médio de L amostras é

$$\frac{1}{L} \sum_{i=0}^{L-1} q(u_i) = \sum_{i=0}^{L-1} (x + u_i - u_{i+1}) = x + \frac{u_L - u_0}{L}. \quad (5.25)$$

Quando o número de amostras é muito elevado,

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \sum_{i=0}^{L-1} q(u_i) = x, \quad (5.26)$$

ou seja, o valor médio da saída tende para o valor da entrada.

Um outro modo de analisar o erro de quantização é a partir de uma abordagem estocástica. Para isso assume-se que o valor real a ser quantizado, x , varia aleatoriamente entre amostras de uma quantidade próxima da diferença entre níveis de saída (Δ), sem que ocorra saturação. Neste caso, pode considerar-se que os erros produzidos por duas amostras diferentes não estão correlacionados e a probabilidade de tomarem qualquer valor no intervalo $\pm\Delta/2$ é sempre a mesma [19]. Se for também assumido que o erro tem propriedades estatísticas independentes do sinal, pode ser representado como um ruído. Com isto conseguem obter-se algumas propriedades importantes dos moduladores, uma vez que o seu modelo pode ser linearizado e descrito matematicamente como a soma da entrada, x , com o ruído e (figura 5.11).

Esta aproximação mostra ser válida em determinadas condições [19]:

- O quantizador não satura [20].
- O quantizador tem um número grande de níveis.
- O espaçamento entre os códigos binários é pequeno.
- A distribuição de probabilidade de pares de amostras do sinal de entrada é dada por uma função densidade de probabilidade regular [18].

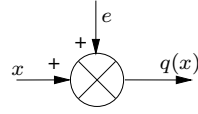


Figura 5.11: Bloco de quantização linearizado. A saída do quantizador é dada pela soma do sinal de entrada (x) com o erro de quantização (e).

Assumindo que o valor do sinal de entrada, x , pode ser modelizado por um processo aleatório estacionário em sentido lato limitado em largura de banda, X_n pode usar-se a aproximação linearizada do quantizador na análise do erro do modulador sigma-delta.

O modulador é amostrado a uma taxa $f_s \gg f_o$, sendo $\tau = 1/f_s$ o período de amostragem. A figura 5.12 mostra o circuito equivalente do modulador usando a aproximação do quantizador linear. A saída do integrador é de:

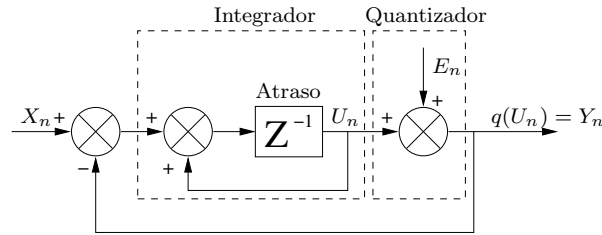


Figura 5.12: Modulador sigma-delta de primeira ordem de um bit linearizado.

$$U_n = X_{n-1} - E_{n-1}, \quad (5.27)$$

e o sinal de saída quantizado é de:

$$Y_n = q(U_n) = X_{n-1} + (E_n - E_{n-1}). \quad (5.28)$$

A equação 5.28 mostra que o modulador diferencia o ruído deixando o sinal inalterado, apenas introduzindo um atraso de uma unidade. A densidade espectral do ruído de quantização é:

$$N_n = E_n - E_{n-1}, \quad (5.29)$$

e pode ser expresso por:

$$N(f) = E(f) \left| 1 - e^{-2j\pi f\tau} \right| = 2e_{rms} \sqrt{2\tau} \sin(\pi f\tau). \quad (5.30)$$

A potência do ruído na banda do sinal é:

$$n_o^2 = \int_0^{f_o} |N(f)|^2 df = 2\tau e_{rms}^2 \left(f_o - \frac{\sin(2\pi f_o\tau)}{\pi\tau} \right) \quad (5.31)$$

que, desenvolvendo o seno em série e desprezando os termos de ordem superior a três, dá:

$$n_o^2 \approx e_{rms}^2 \frac{\pi^2}{3} (2f_o\tau)^3, \quad (5.32)$$

e o valor *rms* de n_o é:

$$n_o = e_{rms} \frac{\pi}{\sqrt{3}} (2f_o\tau)^{3/2}, \quad (5.33)$$

o que está de acordo com o resultado obtido por Candy [21]. Portanto, se se duplicar a relação de sobreamostragem, $N = 1/(2f_o\tau)$, o ruído diminui 9 dB, o que significa que se obtém mais 1.5 bits de resolução em amplitude. Esta melhoria na resolução necessita que ao sinal modulado seja feita uma decimação à frequência de Nyquist com um filtro passa baixo digital com uma característica bastante vincada. De outro modo, as componentes de alta frequência do ruído irão baixar a resolução quando for feita a decimação.

A relação sinal ruído, supondo o pior caso quando o sinal de entrada x_{rms} é igual a e_{rms} , é dada por:

$$SNR = 20 \log \frac{e_{rms}}{n_o} = 30 \log(N) - 5.17, \quad (5.34)$$

e a relação de sobreamostragem necessária para que se possam obter um determinado número de bits de resolução é:

$$N = 10^{\frac{20b \log 2 + 5.17}{30}}, \quad (5.35)$$

onde b é o número de bits desejado.

É de salientar que as condições necessárias para a aproximação do quantizador linear não são respeitadas neste circuito: os valores de entrada podem estar correlacionados, o ruído não é branco e não é independente da entrada.

Outra análise que não assume um ruído branco e independente da entrada consiste em modelizar o quantizador de acordo com a representação da figura 5.13 [22, 23, 24, 18]. Com esta aproximação é possível demonstrar que a equação 5.32 continua a ser válida.

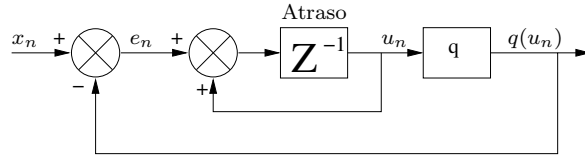


Figura 5.13: Modelo do modulador sigma-delta com erro dependente da entrada.

A análise linearizada feita anteriormente explica de uma forma simples o princípio de funcionamento do modulador sigma-delta, mas esconde o facto de a quantização

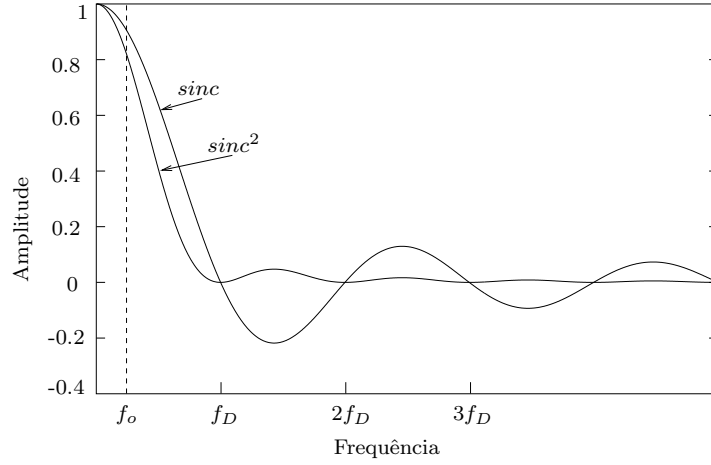
ser um processo inerentemente não linear. Isto pode ser um problema em aplicações de áudio, uma vez que os efeitos da não linearidade causam zonas mortas [25] e tons de ruído na banda base [18]. Aparentemente o olho humano não consegue detectar os efeitos da não linearidade, pelo que a aplicação do conversor sigma-delta, nos microdetectores de raios-x baseados em cintiladores, não sofre do mesmo problema.

5.3.3 Decimação do sinal modulado

Apesar do modulador sigma-delta ser um conversor analógico-digital, não produz directamente um número em base dois como representação digital do valor da entrada, sendo necessário efectuar alguns cálculos com os dados de saída para que se obtenha um valor representado na base dois. A este processo de conversão dá-se o nome de decimação e consiste na conversão de N amostras de um bit em uma amostra de n bits, atenuando o ruído de quantização. A decimação pode ser efectuada usando vários métodos, dos quais se salientam a filtragem digital não linear e a utilização de filtros digitais FIR e IIR. Nos parágrafos seguintes serão descritas três técnicas de decimação que se podem aplicar ao conversor sigma-delta de primeira ordem de um bit. A primeira é a filtragem baseada num filtro com resposta em frequência em forma de *sinc*, a segunda é uma técnica não linear e a terceira é baseada num filtro FIR óptimo. Para todas as técnicas é assumido que à entrada do modulador está presente um sinal constante proporcional à intensidade da luz que incide no fotodetector. A melhor técnica de decimação é obtida, para cada caso em particular, a partir duma relação de compromisso entre a complexidade computacional e a relação sinal ruído média. Para a obtenção de imagens radiográficas, a taxa requerida pode ser de menos de uma imagem por segundo, o que faz com que os requisitos computacionais do filtro de decimação sejam relativamente baixos.

Decimadores *sinc*

A figura 5.14 mostra a resposta em frequência dos filtros de decimação *sinc* e *sinc*². A resposta em frequência do filtro *sinc*² é mais plana na banda de rejeição. As frequências abaixo de f_o formam a banda do sinal, f_D é a frequência de decimação intermédia e f_s a frequência de modulação. A densidade espectral do ruído de quantização proveniente de um modulador sigma-delta aumenta com a frequência. Quando este ruído é amostrado à frequência f_D , os seus componentes na proximidade de f_D e dos seus harmónicos vão ser dobrados para a banda do sinal. É portanto necessário colocar os zeros do filtro de decimação nestas frequências, não havendo necessidade de um corte abrupto em f_o porque o espectro do ruído na gama entre f_o e $f_D - f_o$ dobra-se sobre si mesmo, não afectando


 Figura 5.14: Resposta em frequência dos filtros sinc e sinc^2 .

a banda do sinal. A figura 5.15 mostra o pormenor da resposta em frequência do filtro sinc perto da banda passante. Neste caso, a resposta do filtro sinc^2 é um pouco pior.

O filtro de decimação mais simples baseado na função sinc é o circuito “acumula e liberta”. Se as amostras à sua entrada forem x_i ocorrendo à frequência f_s , e as amostras de saída forem y_k ocorrendo à frequência f_D , então:

$$y_k = \frac{1}{N} \sum_{i=N(k-1)}^{Nk-1} x_i, \quad (5.36)$$

em que a taxa de decimação, N , é o valor da razão inteira entre a frequência de entrada e a frequência de saída,

$$N = \frac{f_s}{f_D}. \quad (5.37)$$

A função de transferência do filtro é:

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} z^{-i} = \frac{1}{N} \frac{1 - z^{-N}}{1 - z^{-1}}, \quad (5.38)$$

e a sua resposta em frequência é dada para $z = e^{j\omega\tau}$ por:

$$H(e^{j\omega\tau}) = \frac{\text{sinc}(\pi f N \tau)}{\text{sinc}(\pi f \tau)}, \quad (5.39)$$

em que $\tau = 1/f_s$. A equação 5.39 tem zeros para $f = f_D$ e em todos os harmónicos desta frequência, na gama $f_o \leq f < f_s$. Este filtro, dada a sua simplicidade, é

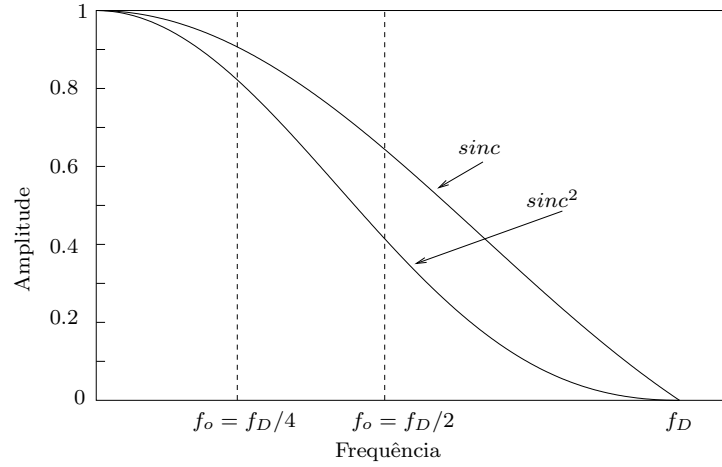


Figura 5.15: Atenuação dos filtro *sinc* e *sinc*² na fronteira da banda do sinal. Se $f_o = f_D/4$, as quedas são de 0.9 dB e 1.8 dB respectivamente. Se $f_o = f_D/2$, as quedas são de 3.9 dB e 7.8 dB.

usado em conversores analógicos digitais desde o tempo em que era importante ter circuitos de processamento digitais simples [26]. Os resultados podem ser melhorados se se usar uma função de filtragem baseada em produtos de funções *sinc* [27, 16, 28]. Foi também demonstrado por vários autores que uma função de filtragem baseada em $[\text{sinc}(\pi f N \tau) / \text{sinc}(\pi f \tau)]^{(L+1)}$ está próxima de ser a função óptima para decimar sinais de moduladores sigma-delta de ordem L [23, 27, 28], ou seja, o filtro *sinc*² está próximo do óptimo para moduladores de primeira ordem.

Além de eliminar o ruído de quantização, o filtro deve atenuar suficientemente os componentes do sinal fora da banda de interesse, para que estes não provoquem *aliasing* quando este for reamostrado à frequência intermédia.

A figura 5.16 representa uma possível implementação do filtro *sinc*. A cada ciclo rápido (f_s), o valor de u_n é somado ao valor do registo. A cada ciclo lento (f_D), o valor do registo é armazenado na *latch*, sendo este reinicializado.

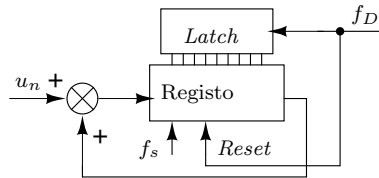


Figura 5.16: Implementação do filtro *sinc*

Decimação não linear

A técnica de decimação não linear apresentada aqui é baseada no algoritmo de Zoomer [29] que explora a estrutura da sequência de saída do modulador sigma-delta. A ideia básica consiste em calcular as fronteiras superior e inferior do valor do sinal de entrada (x). Finalmente, x é estimado calculando o valor médio entre as fronteiras. Para determinar as fronteiras superior e inferior de x , a equação diferença não linear:

$$u_{n+1} = u_n + x_n - q(u_n) \quad (5.40)$$

é rearranjada para a forma:

$$\frac{1}{L} \sum_{i=0}^{L-1} q(u_i) = x + \frac{u_L - u_o}{L}. \quad (5.41)$$

Uma vez que o valor de u_o é conhecido e o sinal de u_L também, para cada valor de L , pode ser encontrada uma fronteira de x a partir de:

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \sum_{i=0}^{L-1} q(u_i) &= x + \frac{u_L - u_o}{L} \geq x \text{ se } u_{L-1} \geq 0 \\ \frac{1}{L} \sum_{i=0}^{L-1} q(u_i) &= x + \frac{u_L - u_o}{L} < x \text{ se } u_{L-1} < 0. \end{aligned} \quad (5.42)$$

O algoritmo de Zoomer usa esta abordagem para determinar as melhores fronteiras a cada L bits de saída do modulador. Finalmente x é estimado usando a seguinte equação:

$$\hat{x} = \frac{\text{fronteira superior} + \text{fronteira inferior}}{2}. \quad (5.43)$$

O pseudo-código do algoritmo de Zoomer é apresentado no apêndice C.

A principal desvantagem do algoritmo de Zoomer é a sua sensibilidade aos erros na condição inicial. Esta desvantagem pode ser eliminada se o integrador do modulador sigma-delta for inicializado a cada ciclo lento.

Filtro de decimação FIR ótimo

O filtro FIR ótimo é aquele que maximiza a relação sinal ruído do conversor sigma-delta.

A decimação FIR usa uma combinação pesada de N amostras de saída do modulador sigma-delta para produzir um valor estimado, \hat{x} , do valor de entrada, x , isto é:

$$\hat{x} = \sum_{i=0}^{N-1} d_i q(u_i). \quad (5.44)$$

Podem considerar-se algumas famílias de valores de coeficientes, de entre os quais se salientam d_i constante e igual a $1/N$, produzindo um filtro *sinc* e d_i em forma triangular [22]. Nenhuma destas aproximações produz um filtro óptimo. O problema da obtenção do filtro óptimo pode ser formulado do seguinte modo: deve encontrar-se um conjunto de coeficientes d_i tais que:

$$\left(\sum_{i=0}^{N-1} d_i q(u_i) - x \right)^2 \quad (5.45)$$

deve ser mínimo. Netravali chegou à conclusão de que se o modulador sigma-delta for baseado num integrador ideal, os coeficientes d_i que produzem o filtro óptimo são da forma [30]:

$$d_i = \frac{(N - i + 1)(N + i)}{2} \quad i = 1, \dots, N, \quad (5.46)$$

e para um valor de N grande, a relação sinal ruído deste filtro óptimo, a menos de uma constante de proporcionalidade, é dada por:

$$SNR = \frac{N(N + 1)(2N + 1)}{6}. \quad (5.47)$$

Outra abordagem usada para a obtenção do valor dos coeficientes d_i óptimos consiste em usar o método de Monte Carlo seguido de uma optimização quadrática simples [14]. O método de Monte Carlo é usado para produzir valores de $q(u_i)$, a partir das variáveis x e u_o escolhidas aleatoriamente no início de cada simulação. Depois de a simulação correr M vezes, os dados são agrupados numa matriz r de N linhas e M colunas. Finalmente, o vector d é determinado resolvendo o problema de optimização:

$$\min \left((rd - x)^T (rd - x) \right). \quad (5.48)$$

É de notar que, esta técnica para encontrar uma solução óptima aproximada, não depende da distribuição dos valores de entrada nem da condição inicial do integrador. A única condição necessária para que o resultado seja válido é que o modulador não sature.

5.3.4 Aspectos práticos que influenciam o comportamento do modulador sigma-delta

O modulador sigma-delta de primeira ordem é bastante robusto no que diz respeito a variações dos parâmetros do circuito analógico. De seguida serão analisados alguns aspectos práticos tais como a influência do *jitter* do *clock* no seu comportamento, a escolha de determinado tipo de condensador, o facto de o integrador introduzir perdas e os *offsets* e atraso do comparador.

Jitter do clock

O ruído total, assumido como sendo branco por natureza vai espalhar-se por toda a gama de frequências. O *jitter* do *clock* aparece no sinal de realimentação, o que significa que vai estar presente em todos os nós da malha. Como é uma fonte de ruído extra, vai ter uma influência negativa na relação sinal ruído. Felizmente, apenas uma pequena porção deste ruído aparece na gama de frequências do sinal de entrada. A potência desta pequena parte de ruído que aparece na banda do sinal é dada por [31]:

$$e_{jitter}^2 = \frac{V^2(\Delta f/f_c)^2}{12} \frac{1}{N}, \quad (5.49)$$

em que V é a tensão do sinal de *clock*, Δf é o valor absoluto da instabilidade do *clock*, f_c a sua frequência e N a relação de sobreamostragem.

Condensadores CMOS

No processo de fabrico CMOS existem várias formas de implementar um condensador, nomeadamente através de:

- Um díodo inversamente polarizado,
- um MOSFET com a *source* e o *drain* curto-circuitados,
- ou usando duas camadas de metal, o *polysilicon* ou o substrato como armaduras e o óxido de silício como dielétrico.

Díodo inversamente polarizado. A formação de uma junção pn resulta numa região de depleção no interface p-n, região essa que fica liberta de electrões ou lacunas móveis. Essa região sem cargas móveis dá origem a uma capacitância de depleção cujo valor é dado por [32]:

$$C_j = \frac{C_{jo}}{\left[1 - \left(\frac{V_d}{\Phi_o}\right)\right]^m}, \quad (5.50)$$

em que C_{jo} é a capacidade da junção quando esta não está polarizada, V_d é a tensão de polarização inversa do díodo, m é um coeficiente de nivelamento que traduz o modo como se dá a transição da zona p para a zona n no silício (situa-se entre 0 e 1) e Φ_o é o potencial inerente à junção dado por:

$$\Phi_o = V_T \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right), \quad (5.51)$$

onde N_A e N_D representam o número de átomos aceitadores e dadores usados nas dopagens das zonas p e n respectivamente, V_T é a tensão equivalente à temperatura

e é dada por kT/e (26 mV à temperatura ambiente) e n_i é a concentração intrínseca de portadores no silício.

MOSFET com a *source* e o *drain* curto-circuitados. Para o MOSFET de canal n, podem ser considerados três casos:

– Quando $V_{GS} \ll 0$, as lacunas do substrato são atraídas para a zona da *gate*, resultando numa capacidade de:

$$C_{gb} = \frac{\varepsilon_{ox} L \cdot W}{T_{OX}}, \quad (5.52)$$

onde ε_{ox} é a constante dieléctrica do óxido da *gate*, T_{OX} a sua espessura, L é o comprimento efectivo do canal e W a sua largura.

– Quando V_{GS} não é suficientemente negativo para atrair um elevado número de lacunas nem suficientemente positivo para atrair um elevado número de electrões. Nestas condições pode dizer-se que a região que fica por baixo da *gate* está liberta de cargas, funcionando como isolador, provocando o aumento da espessura real do dieléctrico, o que faz com que não se obtenha um condensador com características razoáveis.

– Quando $V_{GS} > V_{THN}$ (a tensão de limiar do MOSFET de canal n), um elevado número de electrões são atraídos para a zona da *gate* o que significa que esta zona é invertida (deixa de funcionar como tipo p e passa a funcionar como tipo n). Isto significa que vai haver uma capacidade entre a *gate* e a *source/drain* cujo valor é dado por:

$$C = \frac{\varepsilon_{ox}}{T_{OX}} W \cdot L. \quad (5.53)$$

Duas camadas de metal, o *polysilicon* ou o substrato como armaduras e o óxido de silício como dieléctrico de um condensador. Neste caso a capacidade é dada por:

$$C = \frac{\varepsilon_{ox}}{T_{OX}} A, \quad (5.54)$$

em que A é a área do dispositivo e T_{OX} a espessura do dieléctrico.

Ganho do integrador finito

Se o integrador tiver um ganho DC finito, a sua função de transferência é:

$$H(z) = \frac{z^{-1}}{1 - \alpha z^{-1}}, \quad (5.55)$$

e o seu ganho DC é:

$$H(1) = \frac{1}{1 - \alpha}. \quad (5.56)$$

Num integrador ideal, $\alpha = 1$, mas no caso do integrador real, é positivo e sempre menor do que 1. Com um integrador com ganho finito, a saída do modulador pode ser expressa por:

$$Y(z) = \frac{z^{-1}X(z)}{1 + (1 - \alpha)z^{-1}} + \frac{(1 - \alpha z^{-1})E(z)}{1 + (1 - \alpha)z^{-1}}. \quad (5.57)$$

Conclui-se que o ruído de baixa frequência aumenta e a amplitude do sinal diminui de $1/(2 - \alpha)$. Se o ganho DC do integrador for superior à relação de sobre-amostragem, o ruído na banda base apenas aumenta de 0.3 dB [25]. No entanto o ganho do integrador até pode ser um pouco menor no detector de raios-x em que se pretende uma resolução de 8 a 10 bits.

Influência do *offset* do comparador no comportamento do modulador

No caso de a entrada do comparador ter um *offset*, a saída do modulador não é alterada, excepto no período transitório em que se inicializa o integrador. Isto acontece porque o *offset* do comparador é compensado na malha de realimentação. No caso de existir *offset* na saída do comparador, em que os níveis de tensão estão deslocados, os dados da saída do modulador vão ser afectados de um erro de ganho e de *offset*. Estes erros de ganho e de *offset* da saída do modulador são directamente proporcionais aos erros de saída do comparador.

Atraso do comparador

Quando existe atraso no comparador, significa que a propagação do sinal pela malha de realimentação não é precisa, ou seja, não é uma versão actualizada da entrada do comparador.

O tempo de atraso no comparador traduz-se num desvio de fase extra na malha fechada que vai ser adicionado ao desvio de fase introduzido pelo integrador, podendo provocar instabilidade, no caso de atingir os 180°. No caso do modulador sigma-delta de primeira ordem, isto só ocorre se o atraso tiver um valor muito elevado.

Se o atraso for constante e não muito elevado, o modulador sigma-delta é estável e não há alteração na relação sinal-ruído. Pode acontecer, no entanto, que o tempo de atraso seja dependente do sinal de entrada. Neste caso a relação sinal-ruído vai ser degradada [31]. No projecto do comparador há que tomar em consideração este facto de modo a evitá-lo ou minimizá-lo no pior caso.

5.3.5 Ruído associado ao sinal de entrada

A relação sinal ruído conseguida pelo modulador depende, por um lado da amplitude disponível do sinal e por outro das fontes de ruído. O ruído pode vir do

acoplamento com a fonte de alimentação ou com o substrato, interferências com linhas de *clock* e dos dispositivos CMOS sob a forma de ruído térmico ou $1/f$. O ruído gerado na malha de realimentação é eliminado do mesmo modo que o ruído de quantização [14], só que o ruído introduzido na entrada é adicionado ao sinal e baixa a relação sinal ruído do modulador. De seguida será analisado o efeito do ruído de entrada usando o modelo linearizado do modulador. Supondo que o espectro da potência do ruído de entrada, $N_{input}(f)$, é branco e a sua potência é dada por:

$$P_{innoise} = \sum_{-f_s/2}^{f_s/2} N_{input}(f) df. \quad (5.58)$$

O ruído de saída causado por $N_{input}(f)$, depois da filtragem de decimação é:

$$P_{outnoise} = \frac{f_o}{f_s} P_{innoise}. \quad (5.59)$$

Assim, a relação sinal ruído máxima conseguida é dada por:

$$SNR_{max} = 10 \log \left(\frac{E[X_n^2]}{P_{outnoise}} \right) = 10 \log \left(\frac{E[X_n^2]}{P_{innoise}} \right) + 10 \log \left(\frac{f_s}{f_o} \right), \quad (5.60)$$

em que $E[X_n^2]$ é o valor esperado para o sinal de entrada.

5.3.6 Estabilidade do modulador de primeira ordem

Outro dos problemas dos sistemas em malha fechada é o da estabilidade. O modulador sigma-delta deve ser estável se a sua entrada estiver compreendida entre dois valores constantes. Ao contrário da maior parte dos sistemas de controlo em malha fechada, a saída do modulador sigma-delta deve oscilar. De facto, quando o modulador fica instável, as oscilações podem parar! De seguida será verificada a estabilidade do modulador sigma-delta de primeira ordem de um bit.

Supondo que inicialmente a saída do integrador está a zero e a entrada do modulador, x_n , tem um valor x compreendido entre duas constantes, $-b$ e b . Neste caso o integrador nunca satura e o valor da sua saída está entre $x - b$ e $x + b$. Para o provar, pode usar-se o método da indução matemática:

Para a primeira amostra ($n = 1$), supondo que:

$$q(u_n) = \begin{cases} b & \text{se } u_n \geq 0 \\ -b & \text{se } u_n < 0 \end{cases},$$

e como:

$$u_1 = u_o + x_o - q(u_o),$$

$$u_1 = x - b, \text{ ou seja, } x - b \leq u_1 \leq x + b.$$

A condição é verdadeira para $n = 1$.

Agora assume-se que $x - b \leq u_n \leq x + b$, ou seja, que a condição seja verdadeira para a amostra n

Para a amostra $n + 1$,

$$u_{n+1} = u_n + x_n - q(u_n),$$

existem dois casos:

Caso $u_n \geq 0$:

$$u_{n+1} = u_n + x - b \geq x - b$$

$$u_{n+1} = u_n + x - b \leq 2x \leq x + b$$

Caso $u_n < 0$:

$$u_{n+1} = u_n + x + b \leq x + b$$

$$u_{n+1} = u_n + x + b \geq 2x \geq x - b$$

Em qualquer dos casos a condição é verdadeira.

Portanto prova-se por indução matemática que a saída do integrador está sempre entre $x - b$ e $x + b$.

5.4 Conclusão

No início deste capítulo foram descritas algumas tecnologias que podem ser usadas no fabrico de fotodetectores. De entre elas, concluiu-se que a que melhor se enquadra para a realização dos detectores de raios-x é a tecnologia CMOS, sobretudo pelo facto de permitir integrar os fotodetectores e a electrónica de interface no mesmo *chip*, sendo mais barata que as tecnologias alternativas.

Depois de escolhida a tecnologia foram descritos alguns fotodetectores possíveis de implementar em CMOS, em que se concluiu que os mais indicados para o projecto dos detectores de raios-x, baseados em cintiladores, seriam os fotodíodos verticais.

Se a escolha do cintilador tem a ver com a aplicação específica a que se destina, a escolha do tipo de fotodíodo deve ser feita em conformidade com as características do cintilador. A figura de mérito que deve ser usada na comparação é a resposta espectral, cujo pico deve coincidir com o pico de emissão do cintilador. Das estruturas de díodo vertical, a junção $p^+/n\text{-well}$ responde melhor na região do azul, uma vez que a sua junção está mais próxima da superfície e pode absorver mais fótons de pequeno comprimento de onda, para os quais o silício tem um coeficiente de absorção alto. Por outro lado, a junção $n\text{-well}/p\text{-epilayer}$ é mais profunda,

respondendo melhor na região dos vermelhos. O díodo n^+/p -*epilayer* é o que apresenta a maior eficiência quântica na região dos verdes, coincidente com a emissão do cintilador (CsI:Tl) escolhido no capítulo 3, sendo portanto o preferido.

Finalmente foi visto um circuito electrónico que pode servir de interface entre os fotodetectores e a unidade de processamento: o modulador sigma-delta de primeira ordem de um bit. O estudo baseou-se numa aproximação linear do quantizador. Determinou-se que o ruído de quantização diminui à medida que a frequência de amostragem aumenta, à razão de 9 dB por oitava. Foi também visto que este tipo de modulador é bastante insensível a variações dos parâmetros do circuito, tornando-o muito mais simples de implementar num processo de fabrico CMOS do que qualquer outro conversor a operar à frequência de Nyquist.

Bibliografia

- [1] M. Ohring. *Reliability and failure of electronic materials and devices*. Academic Press, San Diego, 1998.
- [2] D. W. de Lima Monteiro. *CMOS-based integrated wavefront sensor*. PhD thesis, Delft University of Technology, 2002.
- [3] S. Donati. *photodetectors: devices, circuits, and applications*. Prentice Hall, Inc., 2000.
- [4] A. J. P. Theuwissen. *Solid-state imaging with charge-coupled devices*. Kluwer Academic Press, Dordrecht, 1995.
- [5] J. R. Janesick. *Scientific charge-coupled devices*. SPIE Press, Bellingham, 2001.
- [6] A. Moini. *Vision Chips*. Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [7] R. M. Wehr, J. A. Richards and T. W. Adair. *Physics of the atom*. Addison Wesley, 4th edition, 1984.
- [8] T. Delbruck. *Investigation of Analog VLSI Visual Transduction and Motion Processing*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1993.
- [9] R. S. Muller and T. I. Kamins. *Device Electronics for Integrated Circuits*. Wiley, 2nd edition, 1986.
- [10] H. Wong. Technology and device scaling considerations for cmos imagers. *IEEE Trans. Electr. Dev.*, 43:2131–2142, 1996.

-
- [11] H. Wong R.Chang et. al. CMOS active pixel image sensor fabricated using a 1.8 μ m, 0.25 μ m CMOS technology. In *Proceedings of the 1996 IEEE International Electron Devices Meeting*, San Francisco, USA, 1996.
 - [12] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, 1991.
 - [13] E. L. Dereniak and D. G. Crowe. *Optical radiation Detectors*. John Wiley and Sons, 1984.
 - [14] B. Fowler. *CMOS Area Image Sensors With Pixel Level A/D Conversion*. PhD thesis, Stanford University, 1995.
 - [15] D. J. Goodman. The application of delta modulation to analog-to-digital encoding. *Bell Sys. Tech. J.*, 48:321–343, 1969.
 - [16] J. C. Candy, B. A. Wooley, et. al. A voiceband codec with digital filtering. *IEEE Trans. Commun.*, 29:815–830, 1981.
 - [17] T. Okamoto, Y. Maruyama, et. al. A 16b oversampling codec with filtering DSP. *ISSCC Dig. Tech. Pap.*, pages 74–75, 1991.
 - [18] R. M. Gray. Quantization noise spectra. *IEEE Transactions on Information Theory*, 36:1220–1244, 1990.
 - [19] W. R. Bennett. Spectra of quantized signals. *Bell Syst. Tech. J.*, 27:446–472, 1948.
 - [20] A. Gersho and R. W. Gray. *Vector Quantization and Signal Compression*. Kluwer Academic Publishers, 1992.
 - [21] J. C. Candy and O. J. Benjamin. The structure of quantization noise for sigma delta modulation. *IEEE Trans. Commun.*, 29:1316–1323, 1981.
 - [22] R. M. Gray. Oversampled sigma-delta modulation. *IEEE Trans. Commun.*, 35:481–489, 1987.
 - [23] R. M. Gray. Spectral analysis of quantization noise in a single-loop sigma-delta modulator with dc input. *IEEE Trans. Commun.*, 37:588–599, 1989.
 - [24] R. M. Gray, W. Chow, et. al. Quantization noise in single-loop sigma-delta modulation with sinusoidal input. *IEEE Trans. Commun.*, 37:956–968, 1989.
 - [25] J. C. Candy and G. C. Temes, editor. *Oversampled Delta-Sigma Data Converters*. IEEE Press, New York, 1992.

- [26] J. C. Candy. A use of limit cycle oscillations to obtain robust analog-to-digital converters. *IEEE Trans. Commun.*, 22:298–305, 1974.
- [27] J. C. Candy, Y. C. Ching, et. al. Using triangular weighted interpolation to get 13-bit PCM from a sigma-delta modulator. *IEEE Trans. Commun.*, 24:1268–1275, 1976.
- [28] J. C. Candy. Decimation for sigma delta modulation. *IEEE Trans. Commun.*, 34:72–76, 1986.
- [29] S. Hein and A. Zakhor. *Sigma Delta Modulators: Nonlinear Decoding Algorithms and Stability Analysis*. Kluwer Academic Publishers, 1994.
- [30] A. N. Netravali. Optimum digital filters for interpolative A/D converters. *Bell Syst. Tech. J.*, 56:1629–1641, 1977.
- [31] M. Djurica. *Design of Low Power Analog to Digital Converters*. PhD thesis, Delft University of Technology, 2001.
- [32] R. J. Baker, H. W. Li and D. E. Boyce. *CMOS Circuit Design, Layout, and Simulation*. IEEE Press, New York, 1998.

Capítulo 6

Projecto e fabrico dos detectores de raios-x

Para a concretização do estudo teórico que precede este capítulo, foram implementados dois protótipos de detectores de raios-x. Os conhecimentos adquiridos e as técnicas de fabrico usadas permitirão implementar matrizes maiores, das quais se salienta a de 8×8 pixels de $200 \mu m \times 200 \mu m$, referida na introdução desta tese, que se encontra em fase de produção. O primeiro protótipo baseou-se num fotodíodo com uma cavidade na qual se colocou um cristal cintilador, o segundo foi construído a partir de uma matriz de 2×2 fotodíodos, realizados em tecnologia CMOS, sendo os cristais cintiladores colocados em cavidades maquinadas num filme de alumínio. Neste segundo protótipo foi também integrada a electrónica de leitura dos fotodíodos que consiste num conversor analógico-digital sigma-delta para cada fotodetector. De seguida serão descritos os detalhes do projecto e da fabricação destes dois detectores, bem como de outras técnicas de fabrico que podem ser usadas em matrizes maiores, nomeadamente na de 8×8 pixels.

6.1 Primeiro protótipo

O dispositivo consiste num substrato de silício do tipo p, onde é feita uma cavidade, em que as suas paredes são dopadas para que se forme uma região n^+ . A cavidade é depois cheia com o cristal cintilador e, finalmente é colocado por cima, o filme de material reflector de luz visível e transparente para os raios-x, tal como mostra a figura 6.1. A figura 6.2 mostra as dimensões do dispositivo. O seu princípio de funcionamento é o seguinte: os raios-x atravessam a camada reflectora e atingem o cristal cintilador, que por sua vez produz luz visível que é detectada pela junção pn^+ que forma o fotodíodo. Como a luz visível é produzida uniformemente em todas as direcções, a camada reflectora evita que a que iria sair

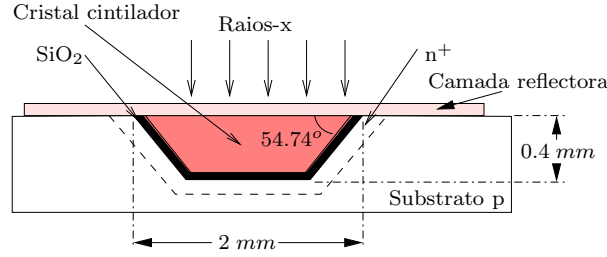


Figura 6.1: Diagrama esquemático do detector de raios-x baseado num fotodíodo com uma cavidade.

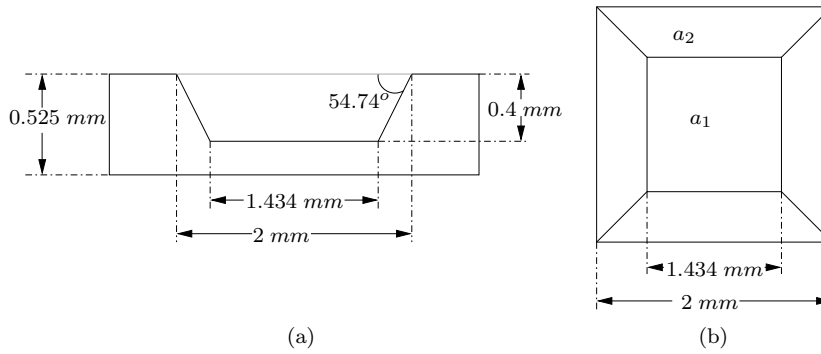


Figura 6.2: Dimensões da cavidade. (a) Vista em corte. (b) Vista de topo. a_1 é a área do rectângulo do fundo da cavidade e a_2 é a área do trapézio que forma a parede lateral.

pela face superior do cintilador se perda, reflectindo-a de volta para o fotodíodo.

6.1.1 Escolha do cristal cintilador

Esta aplicação requer um cristal cintilador com alta produção de luz e com um tempo de resposta razoavelmente curto [1]. O iodeto de cézio dopado com tálio satisfaz ambas as condições, tal como tinha sido visto no capítulo 3. Também tem um comprimento de onda de emissão de 560 nm , o qual, combinado com dispositivos de silício apresenta uma das mais altas eficiências quânticas de todos os materiais usados para o mesmo propósito [2, 3]. No apêndice A são mostradas algumas das propriedades mais importantes do iodeto de cézio.

A figura 6.3 mostra a percentagem de raios-x absorvida pelo iodeto de cézio com espessura de $400 \mu\text{m}$ na gama de 10 keV a 100 keV . O gráfico da figura 6.3 foi realizado com o programa referido no capítulo 2. Na mesma figura podem ser observados os efeitos das fronteiras da camada de electrões k dos átomos de cézio e de iodo, a 35.9846 keV e 33.1694 keV , respectivamente. Este efeito de fronteira faz com que o iodeto de cézio não seja muito eficiente nesta gama estreita de energias.

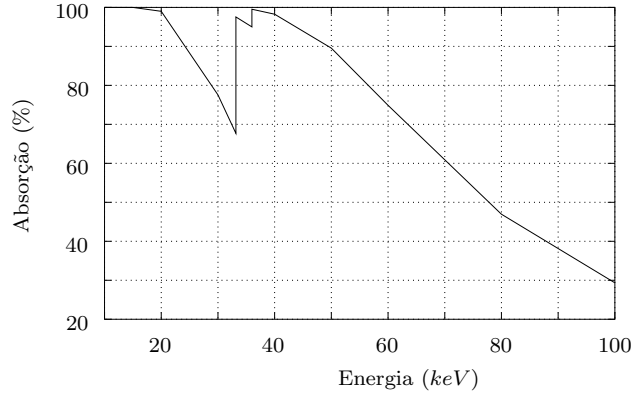


Figura 6.3: Percentagem de raios-x na gama de 10 *keV* a 100 *keV* absorvidos por um cristal de iodeto de cézio com espessura de 400 μm .

6.1.2 Projecto do fotodíodo

Para o silício, a profundidade de penetração da luz com comprimento de onda de 560 *nm* é de aproximadamente 0.75 μm [4]. Para maximizar a eficiência do díodo, minimizando a recombinação, a junção deve estar o mais próximo possível da superfície. Foram efectuadas algumas simulações usando os simuladores SUPREM-IV.GS e PISCES-IIB para verificar que a profundidade óptima da junção era de 0.1 μm [3].

6.1.3 Eficiência da camada reflectora

A partir das dimensões do dispositivo, apresentadas na figura 6.2 e da dedução descrita na secção 4.6, pode-se calcular a percentagem de luz produzida pelo cintilador que chega ao fotodíodo com e sem o reflector a cobrir o cintilador. Em primeiro lugar, é necessário calcular a área total da superfície do cintilador: A área a_1 , do quadrado da figura 6.2 é de $a_1 = 1.434^2 = 2.056 \text{ mm}^2$. A área do trapézio a_2 é dada por $a_2 = (2 + 1.434)/2 \times h$, em que h é a distância entre a aresta exterior da cavidade e a aresta do fundo e é dada por $h = \sqrt{((2 - 1.434)/2)^2 + 0.4^2} = 0.5 \text{ mm}$, o que faz com que $a_2 = 0.859 \text{ mm}^2$. A área total da superfície do cintilador é de $2.056 + 4 \times 0.859 + 2^2 = 9.492 \text{ mm}^2$. A área da superfície do cintilador que é vista pelo fotodetector é de 5.492 mm^2 . Na secção 4.6 foi deduzida a equação:

$$\frac{L_{pd}}{L_R} = \frac{R_A}{1 - (1 - R_A)(1 - R_{loss})}. \quad (6.1)$$

Neste caso, $R_A = 5.492/9.492 = 0.579$. Supondo que a eficiência do reflector é de 80%, $R_{loss} = 0.2$. Neste caso, $L_{pd}/L_R = 0.873$. No caso de não existir o

reflector, $R_{loss} = 1$ e $L_{pd}/L_R = 0.579$. A conclusão que se pode tirar é que com um reflector, cuja eficiência é de 80%, a cobrir o cintilador, obtém-se um aumento da quantidade de luz que chega ao fotodetector de 29.4%. Além disso, outra das vantagens consiste no facto de o reflector evitar que a luz ambiente seja introduzida no sistema e detectada pelo fotodíodo.

6.1.4 Fabricação do fotodíodo e da cavidade

Para o fabrico do fotodíodo foi usada uma *wafer* de silício do tipo p, na qual foram realizados dois implantes de boro. O primeiro, na parte da frente, foi feito com uma concentração de 1×10^{14} átomos/ cm^2 e uma energia de 30 keV. O segundo, na parte de trás da *wafer*, foi realizado com uma concentração de 5×10^{15} átomos/ cm^2 e uma energia de 50 keV. Estes implantes permitem o contacto ohmico com o metal a depositar em estágios futuros. A *wafer* é depois coberta com uma camada de óxido de silício e outra de nitrato de silício. Por cima da camada de nitrato de silício, é depositado um material fotossensível para que seja impresso o padrão das cavidades. De seguida são removidos o nitrato e o óxido de silício na zona das cavidades, usando um processo de corrosão a seco, ficando concluída a máscara para a abertura das cavidades. As cavidades são então abertas usando hidróxido de potássio (KOH) que remove anisotropicamente o silício. As camadas de nitrato e óxido de silício são então removidas. No passo seguinte, átomos de arsénio são implantados no interior das cavidades então abertas, usando uma concentração de 1×10^{16} átomos/ cm^2 e uma energia de 50 keV, para formarem a junção p/n⁺ do díodo. Este implante é realizado através de uma camada de óxido de silício de 40 nm de espessura que é depois removido, sendo crescido termicamente um outro óxido com 80 nm de espessura. Este último destina-se a isolar as pistas de metal do substrato, funcionando também como revestimento anti-reflectivo, devendo no entanto ser removido em alguns pontos que formam os contactos entre o metal e o silício. Depois disto são depositadas camadas de titânio e alumínio/silício a partir de um processo de *sputtering*. Esta deposição é feita dos dois lados da *wafer*. Finalmente, estas camadas de metal são removidas em algumas zonas da parte da frente, para formarem as pistas condutoras. A fotografia da figura 6.4 mostra o resultado final deste processo. No projecto, e para efeitos de teste, foram incluídos mais três díodos fora da cavidade.¹

¹A fabricação deste fotodíodo foi realizado por C. G. J. Schabmueller do “Dept. Electronics and Comp. Sci,” Universidade de Southampton, Reino Unido.

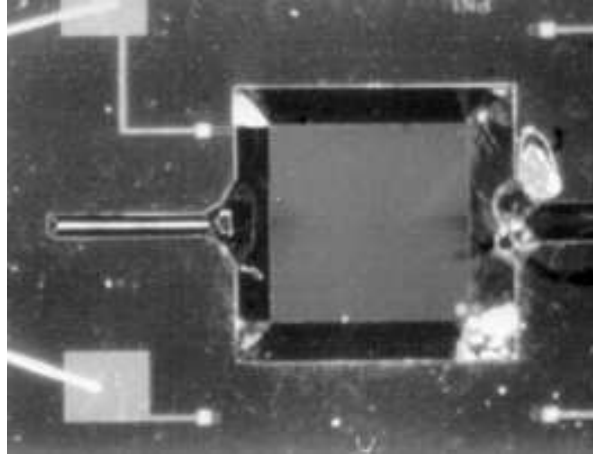


Figura 6.4: Detector antes da colocação do cintilador.

6.1.5 Colocação do cristal cintilador na cavidade

O cristal de iodeto de cério dopado com tálio foi fornecido pela empresa *Molecular Technology GmbH*, Berlim, Alemanha. Foi colocado no interior das cavidades usando uma pressão mecânica de cerca de 10 MPa [3]. Para o devido preenchimento das cavidades é necessário que, em primeiro lugar, seja removido o ar que se encontra no seu interior. Portanto, este passo da fabricação deve ser efectuado no interior de uma câmara de vácuo com a ajuda da máquina da figura 6.5. Na base da máquina é colocado o dispositivo de silício com a cavidade. Em cima deste é colocado um cristal cintilador. Quando o motor de passo rodar, as molas são comprimidas e a placa que está por cima do cintilador exerce uma pressão neste. Como a área da superfície do topo do cintilador é conhecida e as constantes de elasticidade das molas também, a distância de compressão das molas traduz o valor da pressão que está a ser aplicada ao cristal. A distância de compressão das molas é medida com a ajuda das réguas laterais da máquina.

O processo de enfardamento do CsI:Tl não altera as suas propriedades de absorção de raios-x. Apesar disso, este processo induz alguma tensão residual na rede cristalina que reduz a transmissividade do cintilador. Depois do enfardamento é portanto necessário proceder-se a um *annealing* para que a transparência do cintilador seja melhorada. Este *annealing* é feito a 340°C durante duas horas, à pressão atmosférica normal [3, 5]

A fotografia da figura 6.6 mostra como ficou o dispositivo após este passo.

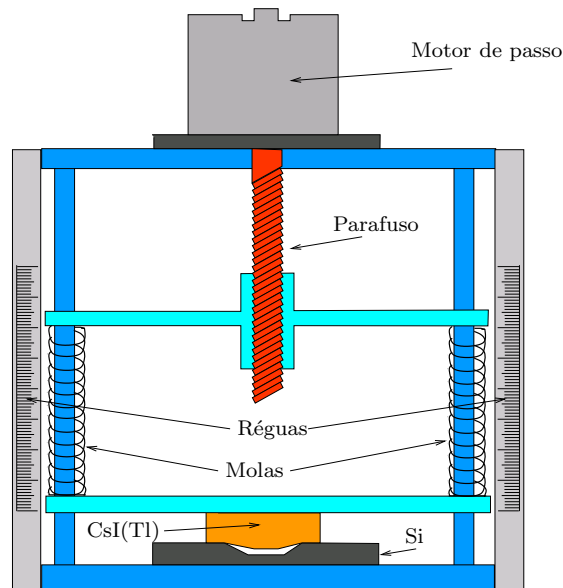


Figura 6.5: Representação esquemática da máquina de enfardamento.

6.1.6 Colocação da camada reflectora

Como passo final do fabrico do detector de raios-x, é colocado um filme de tinta reflectora por cima do cristal cintilador, com uma espessura de cerca de $10\text{ }\mu\text{m}$. Para a colocação deste filme foi usado um *spray* de tinta de cor prateada, depositada através de uma máscara de deposição, construída a partir de uma folha de alumínio, na qual se fez uma pequena cavidade. Esta máscara tem como objectivo principal evitar que a tinta cubra os pontos de soldadura do *chip*.

Com a deposição da camada reflectora fica concluído o fabrico do primeiro detector.

6.1.7 Outras técnicas de fabrico

Além das técnicas de fabrico usadas na construção deste protótipo, existem outras que poderiam ter produzido resultados idênticos aos obtidos. De seguida fica uma breve descrição dessas técnicas.

DRIE no fabrico das cavidades

Em vez das cavidades fabricadas com *KOH etching*, cujas paredes fazem um ângulo de 54.74° com a horizontal, o DRIE (*Deep Reactive Ion Etching*) criogénico permite fazer cavidades com paredes verticais numa *wafer* de silício.

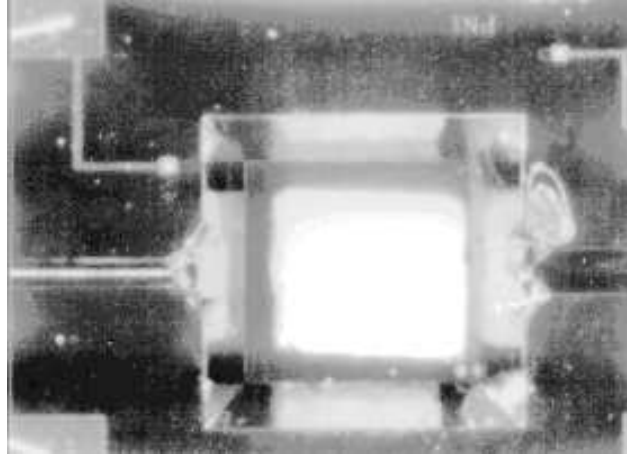


Figura 6.6: Díodo detector com CsI:Tl a encher a cavidade.

No DRIE, um plasma fornece o ambiente gasoso de corrosão que consiste em radicais e iões positivos e negativos. Um gás usado nesta aplicação é uma mistura de hexafluoreto de enxofre com oxigénio (SF_6/O_2). Para que as paredes fiquem perfeitamente verticais, uma das técnicas de DRIE é a IBARE (*Ion Beam Assisted Radical Etcher*) onde a corrosão produzida pelos radicais é acompanhada por um fluxo de iões direccionado. O IBARE é composto pelos seguintes passos [6, 7]:

- Geração do plasma. O plasma é gerado a partir do SF_6 por intermédio de uma tensão oscilante de alta frequência (RF). Este plasma consiste em moléculas neutras, electrões, fotões, radicais flúor e iões positivos (SF_5^+) e negativos (F^-).
- Formação da polarização DC. A tensão de alta frequência é acoplada capacitivamente à *wafer* de silício através de um eléctrodo. Como a mobilidade dos electrões é muito maior do que a dos iões, depois da ignição do plasma, o eléctrodo adquire uma carga negativa formando a chamada auto-polarização DC.
- Convecção por difusão ou forçada. O transporte dos produtos intermédios da reacção do plasma para a *wafer* dá-se por difusão. No entanto, os iões positivos vão ser impulsionados para a *wafer* pela tensão DC de auto-polarização, ajudando na corrosão.
- Adsorção. A superfície da *wafer* adsorve os radicais reactivos. Este passo pode ser optimizado através do bombardeamento adicional de iões que produzem zonas activas na camada de SiO_xF_y que entretanto se formou. Sem estas zonas activas, a camada de SiO_xF_y passivaria a superfície, parando a

corrosão. É este mecanismo que permite controlar a forma das cavidades, direccionando o bombardeamento de iões para a direcção onde se pretende a corrosão.

- Reacção. Os radicais adsorvidos vão reagir com o silício, formando SiF_x , em que $x \leq 4$.
- Desorção do produto da reacção. O SiF_x deixa a superfície por difusão no plasma.
- Exaustão. O SiF_x depois de deixar a superfície, espalha-se pelo plasma, devendo ser bombeado para fora do sistema, para prevenir a sua redeposição.

Colocação do cintilador por evaporação

Um processo de colocar o cintilador dentro da cavidade consiste na sua evaporação em vácuo. Os dois parâmetros mais importantes da evaporação em vácuo são a temperatura do substrato e a temperatura do cadinho.

Normalmente, quanto maior for a temperatura do substrato, melhor é a adesão do iodeto de cézio. Por outro lado, uma temperatura alta do substrato danifica os seus componentes electrónicos. Uma solução de compromisso consiste em controlar a temperatura do substrato para que varie apenas dentro do intervalo de 100°C a 140°C [8].

A temperatura do cadinho determina a taxa de evaporação e deve ser de cerca de 620°C , para que a taxa de deposição seja de cerca de $4 \mu\text{m}$ por minuto. Experiências levadas a cabo por Fugieda e outros [8], demonstraram que com esta taxa de deposição se obtém o pico máximo de luz produzida pelo cintilador.

Outros parâmetros a ter em conta na evaporação são a pressão do vácuo e a distância do cadinho ao substrato. A pressão deve ser da ordem dos $1.3 \times 10^{-7} \text{ Bar}$ e a distância de cerca de 20 mm [9].

Depois da evaporação, e com o objectivo de melhorar as propriedades ópticas do cintilador, é necessário proceder-se a um *annealing* em condições similares às abordadas no caso da deposição por enfardamento.

Colocação do reflector por deposição física de vapor

Em vez da tinta reflectiva usada como reflector, por cima do cintilador, um material com boas características reflectivas é o alumínio, que pode ser colocado por cima do cintilador através de um processo de deposição física de vapor.

A deposição física de vapor (*Physical Vapor Deposition* ou abreviadamente PVD) consiste num conjunto de processos de deposição de materiais, nos quais os seus átomos ou moléculas são vaporizados a partir de sólidos ou líquidos. Estes

átomos ou moléculas são depois transportados através do vácuo ou de um ambiente gasoso de baixa pressão até ao substrato, onde condensam. As principais categorias de PVD são a evaporação em vácuo, o *sputtering*, a deposição de vapor por arco eléctrico e a galvanização iónica. Tipicamente, os processos de PVD são usados para depositar filmes com espessuras que podem ir desde alguns nanómetros até vários micrometros a uma taxa que pode variar entre 1 nm/s e 10 nm/s [10].

6.2 Segundo protótipo

O segundo protótipo consiste numa matriz de 2×2 fotodíodos de $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ cada. O detector é baseado em guias de cintilação construídas a partir de cintiladores e camadas reflectoras. Como fotodetectores são usados fotodíodos construídos em tecnologia CMOS, permitindo assim integrar a electrónica de acondicionamento do sinal e conversão analógica-digital no mesmo dispositivo. A figura 6.7 mostra um diagrama esquemático do detector em corte. As guias de cintilação consistem em cristais cintiladores, colocados dentro de cavidades, fabricadas num filme de alumínio com $800 \mu\text{m}$ de espessura. O cristal cintilador

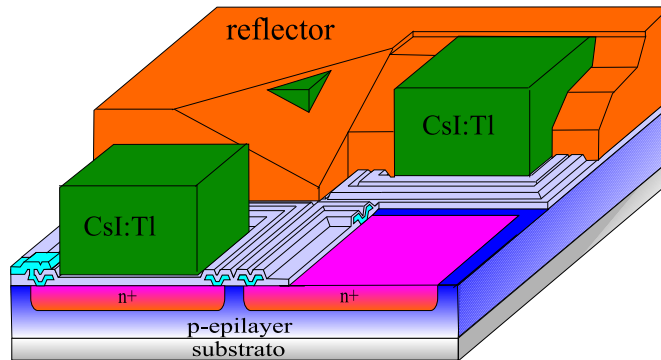


Figura 6.7: Estrutura do sensor de 2×2 pixels. As dimensões do cintilador são de $400 \mu\text{m}$ de lado e $790 \mu\text{m}$ de altura.

converte os raios-x em luz visível, tal como já foi visto anteriormente, sendo esta convertida num sinal eléctrico pelo fotodíodo [11]. Cada cintilador está isolado opticamente dos seus vizinhos pelas camadas reflectoras de alumínio, o que permite que a luz seja guiada até ao fotodíodo, após múltiplas reflexões (figura 6.8), uma vez que o cintilador é transparente para a luz que produz. Além disso, tal como no caso do projecto do primeiro protótipo, descrito na secção 6.1, introduzindo uma camada reflectora de alumínio, no topo dos cintiladores faz com que a luz visível seja reflectida de volta para o fotodíodo, aumentando a eficiência quântica do dispositivo.

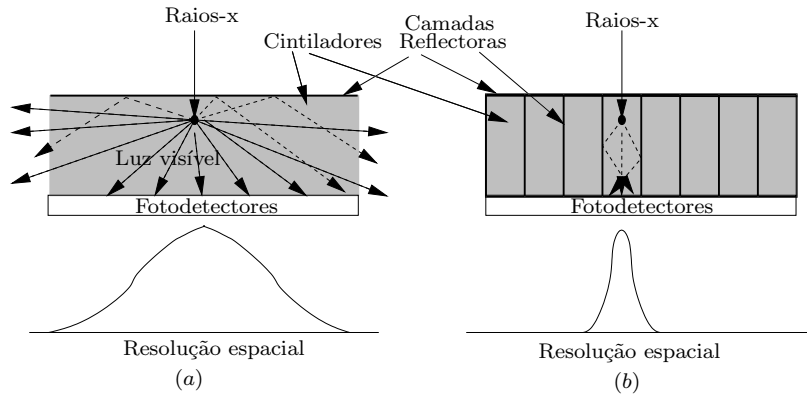


Figura 6.8: Resolução espacial de: (a) um cintilador apenas e (b) guias de cintilação.

6.2.1 Eficiência do cintilador dentro das cavidades

A interacção entre os raios-x e os átomos de alumínio que constituem a camada reflectora do topo é muito baixa, uma vez que o alumínio é um material de baixa densidade e baixo número atómico. A figura 6.9 mostra a percentagem de raios-x de 1 *keV* a 100 *keV* transmitida por um filme de 10 μm de alumínio.

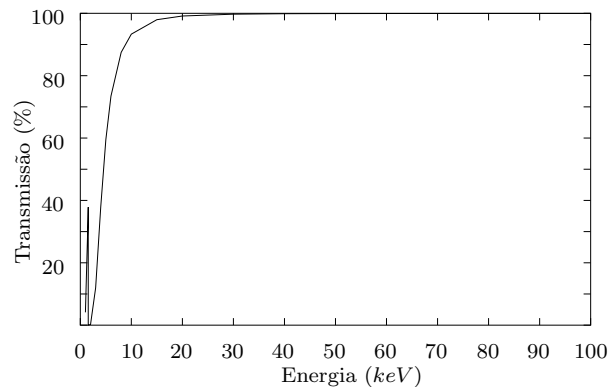


Figura 6.9: Percentagem de raios-x de 1 *keV* a 100 *keV* transmitida por um filme de alumínio de 10 μm de espessura.

Como o filme de alumínio tem 800 μm de espessura e o reflector do topo tem 10 μm , restam 790 μm para a espessura do cintilador, que é suficiente para absorver praticamente toda a radiação com 20 *keV* de energia, tal como mostra a figura 6.10.

A figura 6.11 mostra a percentagem de luz visível com comprimento de onda de 560 *nm* que é reflectida na interface entre o iodeto de cézio e o alumínio quando o ângulo de incidência varia de 0° a 90°. Este gráfico foi obtido com a ajuda do

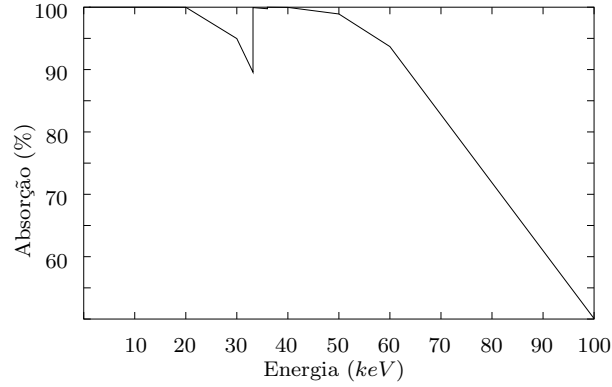


Figura 6.10: Percentagem de raios-x entre 1 *keV* e 100 *keV* absorvidos por um cristal de iodeto de cézio com 790 μm de espessura.

programa referido no capítulo 4. Foi também realizada uma simulação em que se variou a espessura da camada reflectora, chegando-se à conclusão de que o gráfico da figura 6.11 não se altera desde que a camada reflectora tenha mais do que 25 *nm* de espessura. A partir de uma análise mais detalhada aos dados, que permitiram

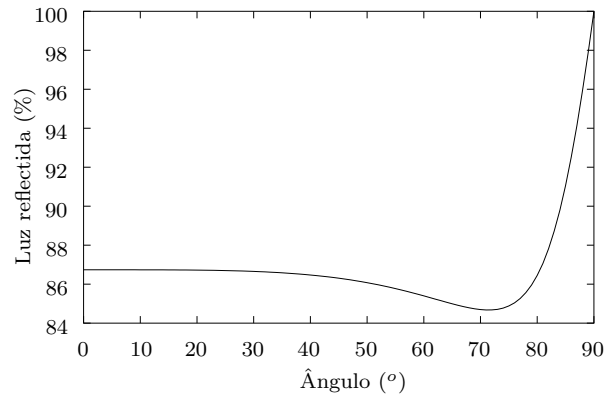


Figura 6.11: Percentagem de luz visível reflectida na interface entre o iodeto de cézio e o alumínio quando o ângulo de incidência varia de 0° (incidência perpendicular à interface) a 90° (incidência paralela à interface).

construir o gráfico, chegou-se à conclusão de que o alumínio reflecte em média 86% da luz visível de 560 *nm* proveniente do cintilador. Mais uma vez, a partir da dedução descrita na secção 4.6, pode calcular-se a eficiência do reflector que reveste o cintilador. A área total do cintilador é de $2 \times 400^2 + 4 \times 400 \times 790 = 1.584 \times 10^6 \mu\text{m}^2$ (figura 6.7) e a área do cintilador vista pelo fotodíodo é de $400^2 = 1.6 \times 10^5 \mu\text{m}^2$.

A relação entre as duas áreas é de $R_A = 0.101$. A eficiência do reflector é de 86%, o que faz com que $R_{loss} = 0.14$. A partir da equação:

$$\frac{L_{pd}}{L_R} = \frac{R_A}{1 - (1 - R_A)(1 - R_{loss})}, \quad (6.2)$$

deduzida na secção 4.6, obtém-se que $L_{pd}/L_R = 0.445$. Se o reflector que está por cima do cintilador fosse retirado, de um modo análogo se obteria $L_{pd}/L_R = 0.322$. Com a colocação do reflector por cima do cintilador obtém-se um acréscimo de eficiência da ordem dos 11%. A percentagem de raios-x de 20 keV que é absorvida pelos 10 μm de alumínio é de apenas 1%. Acima dos 20 keV a percentagem de energia absorvida é insignificante, o que permite concluir que a introdução da camada reflectora por cima dos cintiladores é muito vantajosa.

6.2.2 Eficiência do interface entre cintiladores e fotodíodos

Tal como foi visto no capítulo 4, é importante que a luz produzida pelo cintilador chegue ao fotodetector, sendo para tal necessário um bom interface entre os dois. Dois materiais possíveis para este interface são o SiO_2 e o Si_3N_4 , já que ambos fazem parte do processo CMOS, não requerendo passos adicionais no fabrico. A figura 6.12 mostra o resultado de uma simulação do comportamento dos

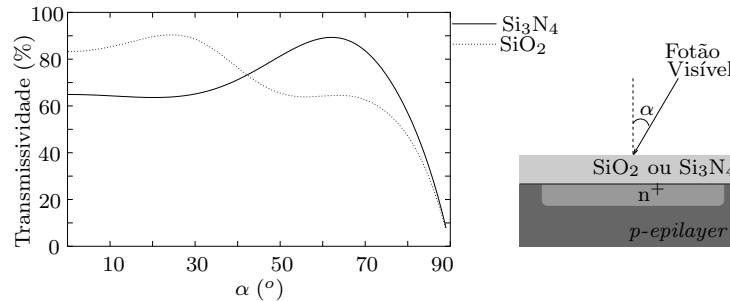


Figura 6.12: Simulação da transmissividade dos filmes de SiO_2 e Si_3N_4 , quando a luz provém do ar. A espessura dos filmes é de 700 nm e o comprimento de onda da luz é de 560 nm.

filmes de SiO_2 e Si_3N_4 , quando a luz provém directamente do ar, ou seja, antes da colocação do cintilador. Neste caso, o valor médio da transmissividade é de 70.1% para o filme de SiO_2 e de 68.6% para o de Si_3N_4 .

A figura 6.13 mostra o resultado de uma simulação semelhante à anterior, mas desta vez a luz provém do cintilador. Neste caso, o valor médio da transmissividade, até 56.5° é apenas um pouco melhor para o filme de Si_3N_4 . A partir de

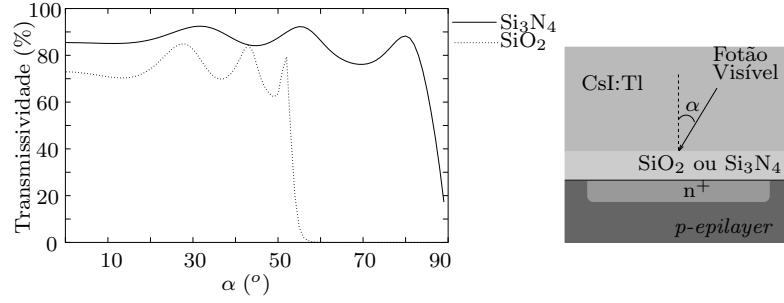


Figura 6.13: Simulação da transmissividade dos filmes de SiO_2 e Si_3N_4 , quando a luz provém do cintilador. A espessura dos filmes é de 700 nm e o comprimento de onda da luz é de 560 nm .

56.5° , o filme de SiO_2 deixa de transmitir a luz. Isto explica-se com a lei de Snell (equação 4.16) que é reescrita aqui:

$$u_1 \sin \theta_1 = u_2 \sin \theta_2, \quad (6.3)$$

em que u_1 e u_2 são os índices de refração do CsI e do SiO_2 respectivamente e θ_1 e θ_2 são os ângulos que a luz faz dos dois lados da interface entre estes dois materiais. Sabendo que $u_1 = 1.743$, $u_2 = 1.4506$ (ver apêndice A) e $\theta_1 = 56.5^\circ$, $\theta_2 = 90^\circ$, ou seja, a luz segue paralela à interface, não sendo detectada pelo fotodetector. No caso de $\theta_1 > 56.5^\circ$, a luz é totalmente reflectida. No caso de o interface ser de Si_3N_4 , isto não acontece devido ao facto de o seu índice de refração ser superior ao do CsI. Daqui conclui-se que este material é claramente melhor como interface entre o iodeto de cézio e o silício.

6.2.3 Projecto e fabrico dos fotodíodos

Os fotodíodos foram fabricados em tecnologia CMOS normalizada de $1.6 \mu\text{m}$ que permite quatro estruturas diferentes: três verticais e uma lateral, tal como foi visto no capítulo 5. De entre as estruturas verticais de fotodíodos, a junção $n^+/p\text{-epilayer}$ é a que melhor responde aos comprimentos de onda na região dos verdes, logo foi a escolhida. Cada fotodíodo tem as dimensões de $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$. A figura 6.14 mostra uma fotografia da matriz de 2×2 fotodíodos já com a electrónica de acondicionamento e conversão analógica-digital integrada. A electrónica será alvo de uma descrição detalhada nas secções seguintes. Com o objectivo de validar a escolha do interface entre os cintiladores e o silício, os dois fotodíodos de cima foram revestidos com 700 nm de SiO_2 e os dois de baixo com 700 nm de Si_3N_4 .

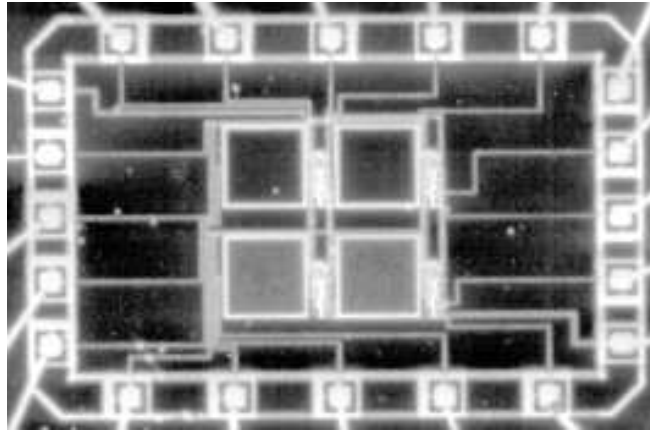
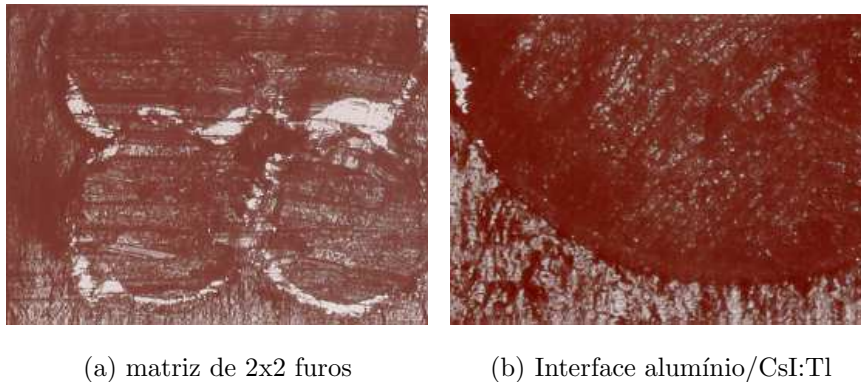


Figura 6.14: Fotografia da matriz de 2x2 pixels.

6.2.4 Fabrico das cavidades no alumínio e colocação do cintilador no seu interior

No fabrico das guias de cintilação foi usado um filme de $800\ \mu\text{m}$ de alumínio, no qual foram abertas cavidades com $400\ \mu\text{m}$ de diâmetro. Na abertura das cavidades foi usado um sistema mecânico de microperfuração que permite diâmetros superiores a $300\ \mu\text{m}$ e cuja resolução espacial ronda os $10\ \mu\text{m}$. O cristal cintilador foi colocado no interior dos furos usando uma pressão mecânica de cerca de $10\ \text{MPa}$, com a ajuda da máquina da figura 6.5. A figura 6.15 mostra o resultado final deste processo.



(a) matriz de 2x2 furos

(b) Interface alumínio/CsI:Tl

Figura 6.15: CsI:Tl dentro dos furos no alumínio.

Como passo final na construção do detector de raios-x, as guias de cintilação foram colocadas por cima dos fotodíodos. O resultado final é mostrado na fi-

gura 6.16.



Figura 6.16: Fotografia do protótipo.

6.2.5 Outras técnicas de fabrico

Tal como na construção do primeiro protótipo, também neste existem outras técnicas que poderiam ter sido usadas, produzindo resultados idênticos. De seguida serão descritas algumas dessas técnicas.

Ablação por *laser* do alumínio

O uso da ablação por *laser* na micromaquinagem começa a ser muito importante, já que permite a fabricação de filmes com alta precisão, tendo ainda as vantagens inerentes de limpeza e simplicidade em relação a outras técnicas de microfabricação. Praticamente todos os materiais podem ser processados: metais, semicondutores, polímeros e supercondutores [12]. Tem sido usada em substituição da litografia química convencional no fabrico de filmes com dimensões típicas de algumas dezenas de micrometros. No processo litográfico tradicional, o material é exposto ao padrão da máscara e uma corrosão química faz com que as áreas expostas sejam dissolvidas, formando a estrutura desejada. Na ablação por *laser*, o material é removido directamente, eliminando alguns passos adicionais do processo de remoção, existindo portanto um ganho em tempo de fabrico. A figura 6.17 mostra o sistema de ablação por *laser* usado em algumas experiências deste projecto. Este sistema é composto por um *laser* de excímeros de KrF (Lambda Physik) que produz impulsos de 248 nm de comprimento de onda, 30 mJ de energia e potência de pico de 2 mW , lentes e espelhos ópticos para focagem e uma mesa X-Y com o respectivo sistema de controlo.

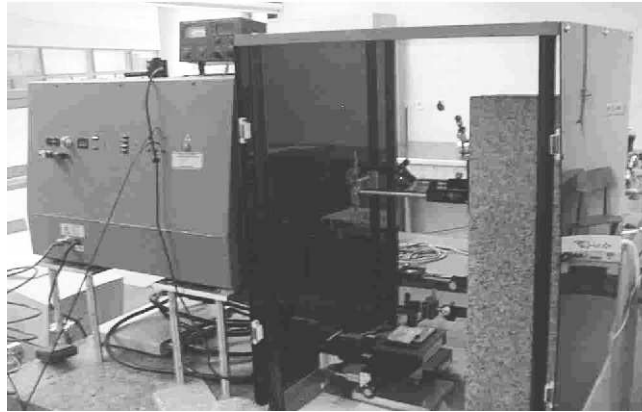


Figura 6.17: Sistema de ablação por *laser*.

Como o sistema de microperfuração mecânica só permite a implementação de cavidades com diâmetros superiores a $300\text{ }\mu\text{m}$, a ablação por *laser* é uma alternativa para a construção de matrizes de detectores com dimensões por pixel inferiores a $300\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$.

Micromaquinagem do alumínio por processos químicos

Existem vários métodos de maquinagem química do alumínio, divididos em duas categorias: em solução ou a seco. De seguida fica um exemplo de cada uma destas técnicas:

- Maquinagem numa solução de ácido fosfórico e ácido nítrico [13]. As concentrações são de 11.8 mol/l de H_3PO_4 e 0.6 mol/l de HNO_3 . Com uma temperatura de 20°C obtém-se uma taxa de corrosão de 72 nm/min e com 35°C , a mesma é de $1.02\text{ }\mu\text{m/min}$.
- Maquinagem por *Reactive Ion Etching* (RIE) num ambiente de $\text{BCl}_3/\text{CH}_4/\text{Cl}_2$ [14]. A composição do gás é a seguinte: 65% de BCl_3 , 32% de Cl_2 e 3% de CH_4 . O fluxo pode variar entre 22.6 cm/s e 31.6 cm/s e a pressão pode variar entre $1.3 \times 10^{-5}\text{ Bar}$ e $5.3 \times 10^{-5}\text{ Bar}$. O reactor é do tipo com pratos paralelos, a distância ao eléctrodo é de 70 mm e o seu diâmetro de 152 mm . A uma temperatura de 20°C obtém-se uma taxa de corrosão de 240 nm/min .

6.3 Electrónica de leitura dos fotodíodos do segundo protótipo

Na secção anterior foi descrito o fabrico da matriz detectora de raios-x de 2x2 pixels. Como foi usada tecnologia CMOS, os circuitos de aquisição do sinal, proveniente de cada um dos fotodíodos, constam de um conversor analógico-digital do tipo sigma-delta para cada pixel e foram integrados no mesmo *chip*.

Na figura 6.18 é mostrado um diagrama de blocos da matriz com um conversor analógico-digital por pixel. Cada bloco da matriz contém um fotodíodo e um conversor analógico-digital. O endereçamento das colunas é feito usando *clocks* desfasados, sendo cada pixel ligado a uma linha de saída. Cada bloco de um pixel

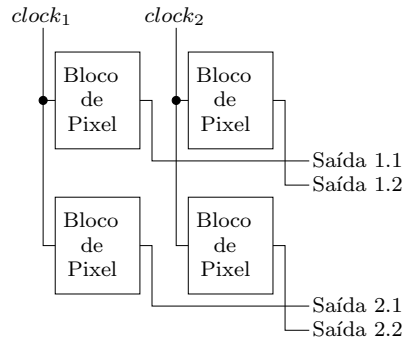


Figura 6.18: Diagrama de blocos do sensor de imagem.

converte a intensidade da luz que recebe, proveniente do cintilador, num código digital. Este bloco é mostrado em detalhe na figura 6.19. O *duty cycle* do sinal de

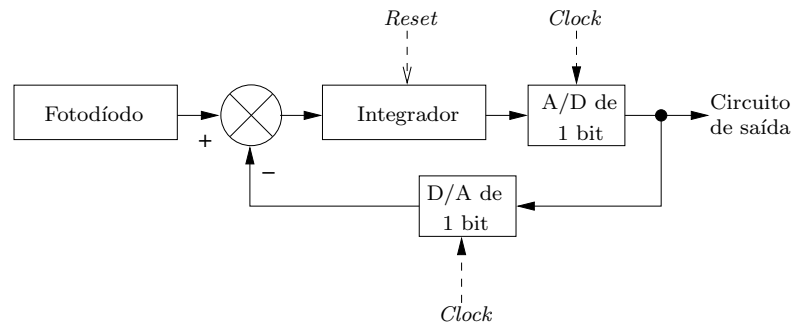


Figura 6.19: Diagrama de blocos da constituição de um pixel.

clock é dado por:

$$duty cycle = \frac{1}{N} \times 100\%, \quad (6.4)$$

em que N é o número de pixels de cada linha. Como o sinal de saída de cada coluna está desfasado do das restantes, numa matriz maior cada linha de saída pode ser partilhada pelos respectivos pixels. Na aquisição de uma imagem de raios-x, idealmente deveriam ser lidos todos os pixels em simultâneo, para diminuir o tempo de exposição do paciente à radiação. Com este processo, existe apenas um atraso de um ciclo de *clock* rápido (à frequência de amostragem dos conversores sigma-delta) entre a leitura dos pixels do lado esquerdo e os do lado direito da matriz.

O princípio de funcionamento da matriz é o seguinte: no início faz-se um *reset* a todos os integradores para que o conversor analógico-digital parta de um estado conhecido. Depois de os raios-x incidirem nos cintiladores, e uma imagem ser focada nos fotodetectores, os conversores sigma-delta iniciam a conversão sendo o seu resultado lido em todas as linhas em simultâneo. A frequência de sobreamostragem do sigma-delta é determinada pela relação sinal ruído pretendida. No capítulo 5 chegou-se à conclusão de que a sobreamostragem (N), como função da relação sinal ruído, deve ser de:

$$N = 10^{\frac{20b \log 2 + 5.17}{30}} \quad (6.5)$$

Os valores digitais provenientes dos moduladores sigma-delta são reconstruídos por intermédio de um filtro de decimação, que foi programado num computador. O circuito pode dividir-se em três partes: o integrador, o conversor analógico-digital de um bit (comparador) e o conversor digital-analógico de um bit.

6.3.1 Integrador

O circuito do integrador é baseado num espelho de corrente, conforme está ilustrado na figura 6.20. A corrente do fotodíodo circula por M_1 . Uma vez que

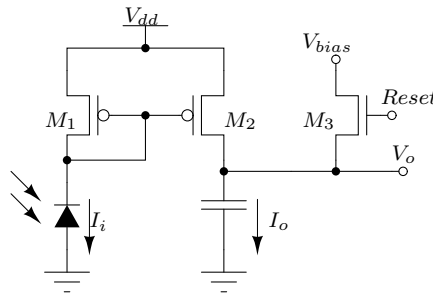


Figura 6.20: Diagrama esquemático do integrador baseado num espelho de corrente.

$V_{GS1} = V_{GS2}$, idealmente uma corrente proporcional a I_i circula em M_2 , se os dois

MOSFETs forem iguais e estiverem a operar na zona de saturação. A corrente em M_1 é dada por:

$$I_{D1} = I_i = \frac{\beta_1}{2} (V_{GS1} - V_T)^2, \quad (6.6)$$

enquanto que a corrente de saída, assumindo que M_2 está à saturação, é dada por:

$$I_{D2} = I_o = \frac{\beta_2}{2} (V_{GS2} - V_T)^2, \quad (6.7)$$

em que I_{D1} e I_{D2} são as correntes de *drain* dos MOSFETs M_1 e M_2 respectivamente, V_{GS1} e V_{GS2} são as suas tensões *gate/source* e V_T é a tensão equivalente à temperatura. Uma vez que $V_{GS1} = V_{GS2}$, a relação entre as duas correntes é dada por:

$$\frac{I_{D2}}{I_{D1}} = \frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{W_2 L_1}{W_1 L_2}, \quad (6.8)$$

em que

$$\beta = KP_p \frac{W}{L}, \quad (6.9)$$

e KP_p é o parâmetro de transcondutância do MOSFETs de canal p. A equação 6.8 mostra que, ajustando as larguras (W) e os comprimentos (L) dos canais dos transístores, consegue-se a corrente de saída desejada.

A tensão máxima de saída é limitada pelo facto de que M_2 deve permanecer à saturação, ou seja,

$$V_{o_{max}} = V_{DD} - V_{DSsat} = V_{DD} - (V_{GS2} - V_T). \quad (6.10)$$

A resistência de saída do espelho de corrente é dada pela resistência de M_2 , ou seja,

$$r_o = \frac{1}{\lambda I_o}. \quad (6.11)$$

em que λ é o parâmetro de modulação do comprimento do canal.

O circuito equivalente para pequenos sinais pode ser visto na figura 6.21.

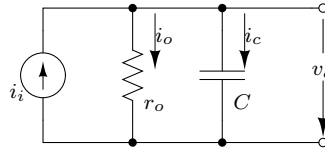


Figura 6.21: Modelo do circuito integrador para pequenos sinais.

Neste circuito, $i_i = i_c + i_o$, em que $i_o = v_o/r_o$ e $i_c = Cdv_o/dt$. Simplificando, dá:

$$\frac{dv_o}{dt} = Av_o + Bi_i, \quad (6.12)$$

em que:

$$A = -\frac{1}{r_o C} \quad \text{e} \quad B = \frac{1}{C}. \quad (6.13)$$

Se se amostrar este sistema com o período de amostragem h , vem:

$$v_o(h+1) = \Phi V_o(h) + \Gamma i_i(h), \quad (6.14)$$

em que:

$$\Phi = e^{Ah} \quad \text{e} \quad \Gamma = \frac{B}{A} (e^{Ah} - 1). \quad (6.15)$$

A função de transferência é dada por:

$$H(z) = \frac{\Gamma z^{-1}}{1 - \Phi z^{-1}}, \quad (6.16)$$

e o ganho DC é de:

$$H(1) = -\frac{B}{A} = r_o. \quad (6.17)$$

A equação 6.17 mostra que o ganho do integrador é muito elevado, logo é finito e maior do que a relação de sobreamostragem. Nestas condições o ruído na banda do sinal só aumenta de 0.3 dB [15].

Ainda no circuito da figura 6.20, M_3 é usado para inicializar o integrador para que o modulador sigma-delta comece a operar a partir de um estado conhecido. De acordo com Netravali [16], há uma melhoria de cerca de 3 dB na relação sinal ruído se se inicializar o integrador no início de cada ciclo lento, quando são usados pesos uniformes nos filtros digitais. As simulações realizadas no decorrer deste trabalho mostraram que isto é verdade, mesmo quando a decimação é feita com um filtro óptimo.

Outro parâmetro que afecta o funcionamento do integrador é o condensador. Neste caso foi projectado um condensador que usa os dois metais disponíveis no processo CMOS do DIMES como armaduras e o óxido de silício como dieléctrico. Esta escolha deveu-se sobretudo à sua melhor linearidade em relação aos outros tipos possíveis, tal como foi visto no capítulo 5.

Linearidade do integrador

Foi realizada uma simulação do funcionamento do integrador, para uma corrente de entrada de 100 pA. O resultado está representado na figura 6.22. Uma análise detalhada à curva da figura 6.22 mostra que o integrador é linear de 0 V a 4.8 V, apresentando nesta gama de tensões um coeficiente de Pearson de 0.999496, ou seja, muito próximo de 1, o que significa que o integrador apresenta uma linearidade muito próxima do ideal. Para valores de tensão no condensador acima de 4.8 V, o integrador satura, deixando de ser linear.

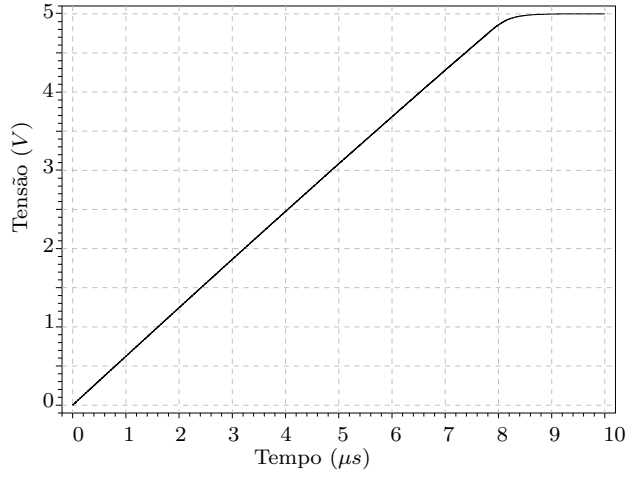


Figura 6.22: Resposta temporal do circuito integrador, para uma corrente de entrada de 100 nA .

6.3.2 Conversor analógico-digital de 1 bit (comparador)

A figura 6.23 mostra o diagrama esquemático do conversor analógico-digital de 1 bit. Os transístores M_2 e M_3 formam um par diferencial que amplifica a diferença entre V_{in} e V_{bias} . O sinal desta diferença é armazenado na *latch* formada por M_5 e M_6 , nas transições negativas do *clock*. O estado desta *latch* é mantido enquanto M_4 estiver ao corte, ou seja, enquanto o sinal de *clock* estiver no nível baixo. Finalmente, os transístores M_7 e M_8 formam um amplificador *source* comum que amplifica a tensão de saída da *latch* para que esta possa variar entre 0 V e V_{dd} . A figura 6.24 mostra a forma de onda da saída do circuito, para uma tensão de

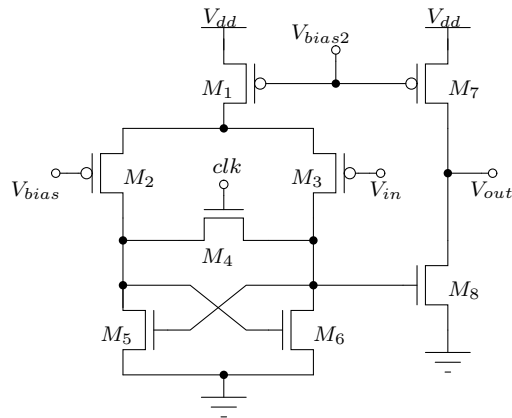


Figura 6.23: Conversor analógico-digital de 1 bit (comparador).

referência (V_{bias}) de 2.5 V e V_{in} variável. Como se pode ver na mesma figura, para

cada transição negativa do *clock*, a tensão de saída é de 5 V se V_{in} for inferior a V_{bias} , e é de 0 V se V_{in} for superior.

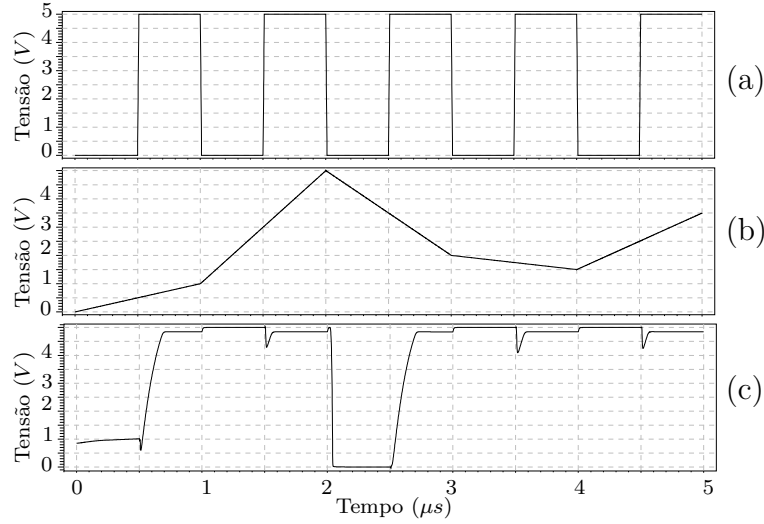


Figura 6.24: Formas de onda do conversor analógico digital de 1 bit: (a) Sinal de *Clock*. (b) Tensão de entrada escolhida ao acaso. (c) Tensão de saída.

Tempo de resposta do ADC de 1 bit

Um dos parâmetros do ADC de 1 bit que afecta o desempenho global do circuito é o seu tempo de comutação. Este atraso pode ser calculado aproximadamente usando o modelo simplificado para pequenos sinais que está na figura 6.25. Para começar pode supor-se que a capacitância no *drain* do transistor M_6 é igual

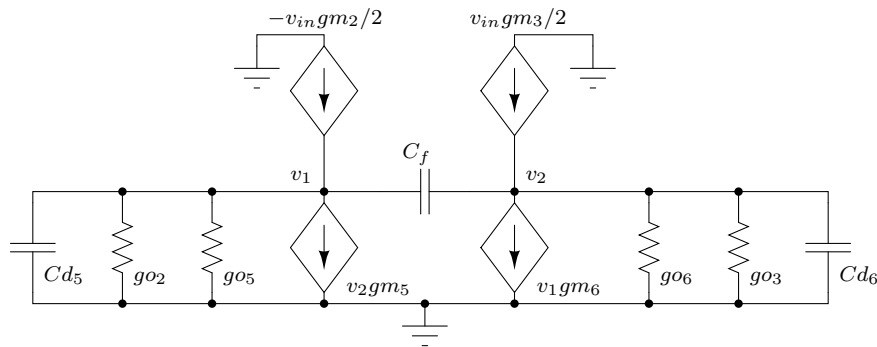


Figura 6.25: Modelo simplificado para pequenos sinais do conversor analógico-digital de 1 bit.

à capacitância no *drain* de M_5 . Isto é falso, mas se se assumir que ambas as capacitâncias são dadas por $c_1 = \max(Cd_6, Cd_5)$, a análise produz um limite superior para a velocidade da *latch*. Também se assume que a *latch* pode ser separada do amplificador de saída formado por M_7 e M_8 , usando a aproximação de Miller em M_8 . Isto também produz um limite superior para a velocidade do comparador. Finalmente assume-se que a diferença de tensão entre as *gates* de M_2 e M_3 é de ϵ . Com isto obtém-se o seguinte:

$$v_1(go_5 + go_2) + (Cd_5 + C_f)\frac{dV_1}{dt} - C_f\frac{dv_2}{dt} - v_2gm_5 = \epsilon\frac{gm_2}{2} \quad (6.18)$$

e

$$v_2(go_6 + go_3) + (Cd_6 + C_f)\frac{dV_1}{dt} - C_f\frac{dv_1}{dt} - v_2gm_6 = \epsilon\frac{gm_3}{2}. \quad (6.19)$$

Assumindo que $go_5 + go_2 = go_6 + go_3 = go$, $Cd_5 = Cd_6 = C_1$, $gm_5 = gm_6 = gm_n$ e $gm_2 = gm_3 = gm_p$, e se se definir $\delta v = v_2 - v_1$, então

$$\delta v(g_o - gm_n) + (c_1 + 2c_f)\frac{d\delta v}{dt} = -gm_p\epsilon \quad (6.20)$$

e

$$\delta v = \frac{gm_p\epsilon}{gm_n - go} e^{\frac{gm_n - go}{c_1 + 2c_f} t} \quad (6.21)$$

É de notar que C_1 deve ser igual à capacitância vista pelo *drain* de M_6 , incluindo a capacitância de Miller de M_8 . Para que a saída comute, δv deve variar de cerca de 180 mV. Isto implica que o ganho do amplificador de saída deva ser de cerca de 30. O tempo de comutação da *latch* é dado por

$$t_l = -\frac{c_1 + 2c_f}{gm_n - go} \ln \left(\frac{0.2(gm_n - go)}{gm_p\epsilon} \right). \quad (6.22)$$

É de notar que se a diferença de tensão entre as *gates* de M_2 e M_3 (ϵ) tender para zero, t_c tende para infinito. Este é um problema típico de meta-estabilidade das *latches* [17]. Como a *latch* comuta antes do amplificador de saída, a velocidade de comutação do comparador é afectada pelo seu *slew-rate* que é dado por

$$t_a = \frac{Cd_8V_{dd}}{I_{bias}}. \quad (6.23)$$

O tempo total de comutação é dado por

$$t_{total} = t_a + t_l. \quad (6.24)$$

O gráfico da figura 6.26 mostra a forma de onda de tensão de saída sobreposta ao sinal de *clock*. O tempo simulado de resposta do comparador é de cerca de 30 ns quando o sinal de *clock* comuta negativamente. É de notar que apenas os semi-ciclos negativos do *clock* têm significado. Nos positivos M_4 está ligado e a saída da *latch* não tem qualquer significado.

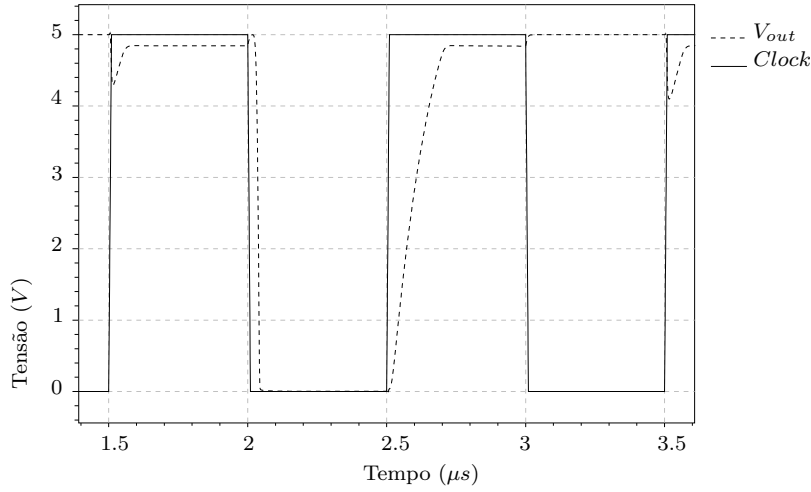


Figura 6.26: Tempo de resposta do conversor analógico digital de 1 bit.

6.3.3 Conversor digital-analógico de 1 bit

O diagrama esquemático do conversor digital-analógico de 1 bit está na figura 6.27. Este circuito não é mais do que um espelho de corrente controlado por

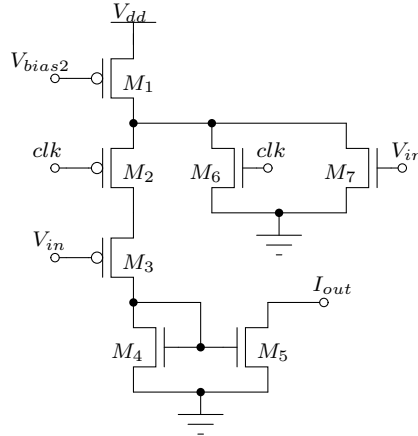


Figura 6.27: Conversor digital-analógico de 1 bit.

V_{bias2} , pelo *clock* e pela tensão de saída do comparador (V_{in}). O transistor M_1 funciona como uma fonte de corrente constante, cujo valor é determinado por V_{bias2} . Os transistores M_2 , M_3 , M_6 e M_7 formam uma porta lógica do tipo *nor*. Quando os sinais de *clock* e V_{in} estão ao nível lógico baixo, M_2 e M_3 conduzem fazendo com que no *drain* de M_5 apareça uma corrente igual à corrente de *drain* de M_1 , no caso das dimensões de M_4 e M_5 serem iguais. No caso de o sinal de *clock* ou o

sinal de saída do comparador (V_{in}) estarem ao nível lógico alto, conduz M_6 ou M_7 , fazendo com que a corrente no *drain* de M_5 seja nula. O gráfico da figura 6.28(b) mostra a forma de onda da corrente de saída do circuito da figura 6.27.

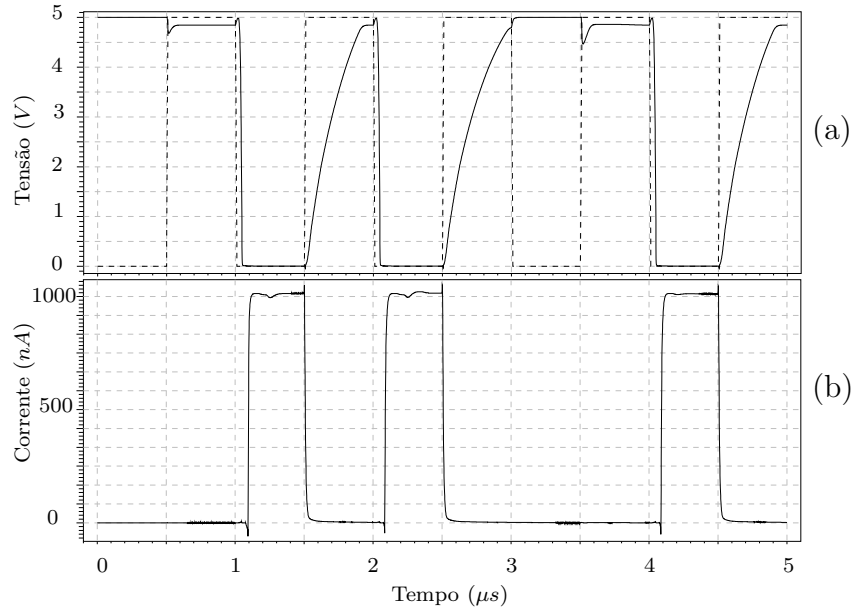


Figura 6.28: Formas de onda nas entradas e na saída do DAC de 1 bit: (a) Tensão de entrada (proveniente do ADC de 1 bit) sobreposta ao sinal de *clock*. (b) Corrente de saída.

A figura 6.29 mostra as formas de onda da tensão de saída do integrador (a) e da saída do comparador (b).

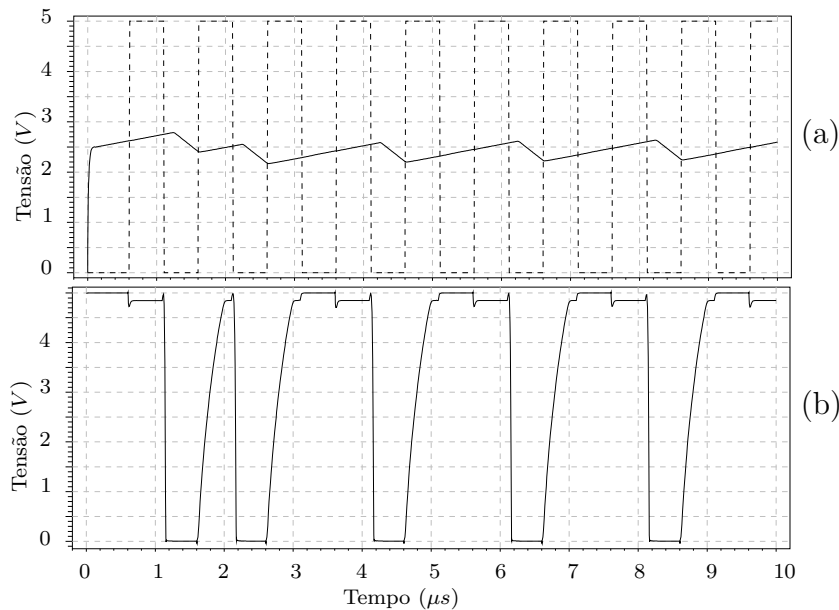


Figura 6.29: Formas de onda do conversor sigma-delta a funcionar em malha fechada: (a) Tensão de saída do integrador, sobreposta ao sinal de *clock*. (b) Tensão de saída do conversor.

6.4 Considerações para o fabrico do protótipo final do projecto

O protótipo final do projecto consiste numa matriz de 8×8 pixels com as dimensões de $200 \mu m \times 200 \mu m$ cada. O princípio de funcionamento, projecto e técnicas de fabrico usadas são similares ao segundo protótipo. No entanto, existem duas opções que foram tomadas na construção do segundo protótipo que deixam de ser válidas:

- As cavidades não podem ser realizadas através de microperfuração mecânica, devido às suas dimensões serem da ordem dos $150 \mu m$ de diâmetro. Neste caso deverá ser usado um dos processos descritos na secção 6.2.5.
- O condensador usado no conversor analógico-digital do segundo protótipo tem dimensões muito elevadas (cerca de $70 \mu m \times 70 \mu m$) e incompatíveis com as dimensões por pixel do novo protótipo. Como alternativa pode ser usado um MOSFET com a *source* e o *drain* curto-circuitados, tal como foi visto no capítulo 5. Depois de analisado o gráfico da figura 6.29(a) conclui-se que se for colocado um MOSFET neste circuito a funcionar como condensador,

$V_{GS} > V_{THN}$, e a capacidade é dada por:

$$C = \frac{\varepsilon_{ox}}{T_{OX}} W.L. \quad (6.25)$$

Isto significa que se consegue obter a mesma capacidade usando uma área de silício cerca de 65 vezes menor.

6.5 Conclusão

Neste capítulo foi descrita a forma como foram projectados e fabricados dois detectores de raios-x baseados em cintiladores. Na sua construção usaram-se duas abordagens diferentes: o primeiro protótipo foi baseado num fotodíodo com uma cavidade enchida com o material cintilador. O segundo protótipo foi desenvolvido em tecnologia CMOS, com a electrónica de processamento integrada. Os cintiladores foram colocados em cavidades maquinadas num filme de alumínio. Foram abordadas também outras técnicas de fabrico que poderão ser usadas em matrizes com resoluções espaciais maiores, nomeadamente o DRIE e a ablação por *laser*. No próximo capítulo serão descritos os testes efectuados e os resultados obtidos com cada um dos detectores fabricados.

Bibliografia

- [1] J. Valentine, D. Wehe, et. al. Temperature dependence of absolute CsI(Tl) scintillation yield. In *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, pages 176–182, 1991.
- [2] S. T. Smith, D. R. Bednarek, et. al. Evaluation of a CMOS image detector for low cost and power medical x-ray imaging applications. In *Proc. SPIE*, volume 3659 of *Medical Imaging: Physics of Medical Imaging*, pages 952–961, 1999.
- [3] J. G. Rocha, C. G. J. Schabmueller, et. al. X-ray detector based on a bulk micromachined photodiode combined with a scintillating crystal. *J. Micromech. Microeng.*, 13(4):S45–S50, 2003.
- [4] J. Wilson et. al. *Optoelectronics, an introduction*. Prentice Hall International, 1989.
- [5] G. Vieux and H. Rougeot. *Input screen scintillator for a radiological image intensifier tube and a method of manufacturing such a scintillator*. US Patent 4803366, 1989.

- [6] H. F. Winters. The role of chemisorption in plasma etching. *J. Appl. Phys.*, 49:5165–5170, 1978.
- [7] C. P. Allier. *Micromachined Si-well scintillator pixel detectors*. PhD thesis, Delft University of Technology, 2001.
- [8] I. Fujieda, G. Cho, et. al. X-ray and charged particle detection with CsI(Tl) layer coupled to a a-Si:H photodiode layers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 38:255–262, 1991.
- [9] B. M. Driard, L. F. Guyot and G. Roziere. *X-ray and Gamma-ray scintillators and detector screens incorporating same*. US Patent 3769059, 1970.
- [10] D. M. Mattox. *Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing*. Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, USA, 1998.
- [11] J. G. Rocha and J. H. Correia. A high-performance scintillator-silicon-well x-ray microdetector based on DRIE techniques. *Sensors and Actuators A*, 92:203–207, 2001.
- [12] J. G. Rocha, M. V. Moreira et. al. X-rays microdetectors based on an array of scintillators: a maskless process using laser ablation. In *Proceedings of IEEE Sensors*, pages 556–559, Orlando - Florida, 2002.
- [13] A. F. Holleman and E. Wiberg. *Lehrbuch der Anorganischen Chemie*. de Gruyter, Berlin, New York, 1985.
- [14] J. W. Lutze, A. H. Perera and J. P. Krusius. Anisotropic reactive ion etching of aluminum using Cl_2 , BCl_3 and CH_4 gases. *J. Electrochemical Society*, 137:249–252, 1990.
- [15] J. C. Candy and G. C. Temes, editor. *Oversampled Delta-Sigma Data Converters*. IEEE Press, New York, 1992.
- [16] A. N. Netravali. Optimum digital filters for interpolative A/D converters. *Bell Syst. Tech. J.*, 56:1629–1641, 1977.
- [17] L. A. Glasser and D. W. Dobelpuhl. *Design and analysis of VLSI circuits*. Addison Wesley, 1985.

Capítulo 7

Testes efectuados e resultados experimentais

Depois de construídos os detectores foi analisado o seu desempenho. Neste capítulo, são descritos os procedimentos de teste, os instrumentos utilizados e os resultados obtidos para cada um dos protótipos.

7.1 Influência dos raios-x na electrónica

Em primeiro lugar foi efectuada uma experiência em que se colocou um transistor bipolar, polarizado na configuração emissor comum e a funcionar como amplificador, na fonte de raios-x que servirá para os testes a efectuar aos protótipos. Não foi detectada nenhuma alteração no funcionamento do circuito, pelo que se pode concluir que os níveis de radiação x que serão usados ao longo dos testes não irão danificar ou comprometer o funcionamento dos dispositivos.

7.2 Transparência do cintilador antes e depois do *annealing*

Com o objectivo de optimizar o *annealing* dos cintiladores colocados nas cavidades através de uma pressão mecânica, foi realizada a seguinte experiência: foram preparados três filmes de alumínio com furos no centro, preenchidos com CsI:Tl nas mesmas condições dos protótipos [1]. Os três filmes de alumínio foram depois submetidos a um *annealing* de uma, duas e três horas respectivamente. Seguidamente foi medida a transmissividade dos cristais antes e depois do *annealing*, com a ajuda do circuito, cujo diagrama de blocos está ilustrado na figura 7.1. O LED foi alimentado com pulsos a 5 *kHz* para que fossem facilmente filtradas as

7. Testes efectuados e resultados experimentais

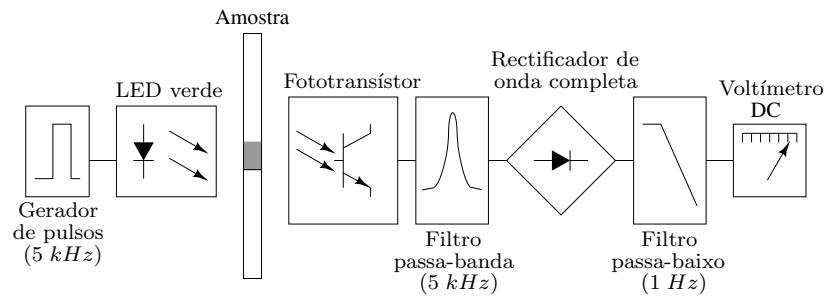


Figura 7.1: Diagrama de blocos do circuito usado para medir a transmissividade das amostras antes e depois do *annealing*.

interferências da iluminação ambiente. Os resultados do processo de *annealing* são apresentados na tabela 7.1. Depois de duas horas a $340^{\circ} C$ e à pressão at-

Tabela 7.1: Melhoria na transmissividade dos cristais de CsI:Tl depois do *annealing* a $340^{\circ} C$ e pressão atmosférica [1].

Amostra	Annealing tempo (h)	Transmissividade melhoria (%)
A	1	5.8
B	2	12.9
C	3	1.9

mosférica normal, a melhoria na transmissividade do CsI:Tl foi de cerca de 13%. A figura 7.2 mostra a amostra B depois do *annealing*. Os maus resultados obtidos

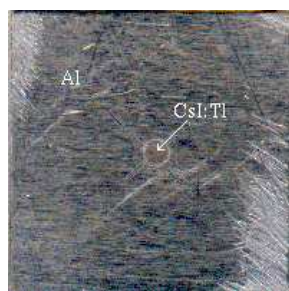


Figura 7.2: Amostra B depois de 2 horas de *annealing* a $340^{\circ} C$ à pressão atmosférica normal.

para a amostra C são devidos a uma oxidação que ocorreu nesta amostra durante a última hora do *annealing*.

7.3 Testes efectuados aos conversores A/D do segundo protótipo

A figura 7.3 mostra os valores de saída do conversor sigma-delta para diferentes correntes de entrada e uma relação de sobreamostragem de 256. A resposta do conversor é linear com um coeficiente de Pearson de 0.99972 até uma corrente de entrada de 375 pA. A partir deste valor, há uma saturação do dispositivo, ocorrendo a consequente não linearidade. Para a obtenção deste gráfico foi usado um filtro digital do tipo *sinc* de primeira ordem. A sua função de transferência é dada por:

$$H(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} z^{-i}, \quad (7.1)$$

em que N é a relação inteira entre a frequência do sinal de entrada do filtro e a frequência do sinal de saída.

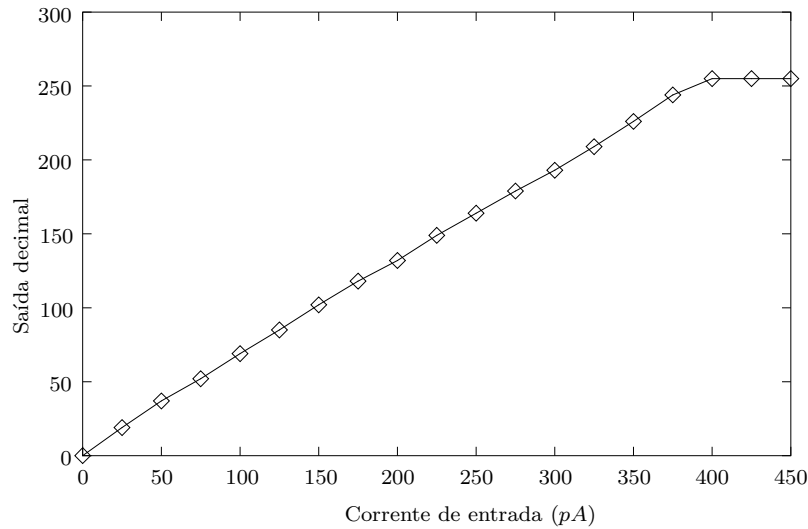


Figura 7.3: Saída do conversor em relação à corrente de entrada [2].

A figura 7.4 mostra a potência espectral do ruído de quantização. Este gráfico foi obtido a partir do valor médio de 14 conversões feitas a partir de diferentes correntes de entrada. A relação de sobreamostragem usada foi de 256. Os 14 conjuntos de bits obtidos à saída foram filtrados por uma janela de Hanning, para que fosse possível a obtenção da transformada rápida de Fourier. Finalmente foi calculado o valor médio das 14 transformadas de Fourier e desenhado o gráfico. Como se pode ver, a potência de ruído perto da banda do sinal é de -60 dB. Com este resultado, é teoricamente possível obter uma resolução próxima de 10 bits.

7. Testes efectuados e resultados experimentais

Na prática, devido às limitações do filtro de decimação, o ruído na banda do sinal será um pouco maior, mas mesmo assim é possível obter 8 ou 9 bits de resolução com uma sobreamostragem de 256.

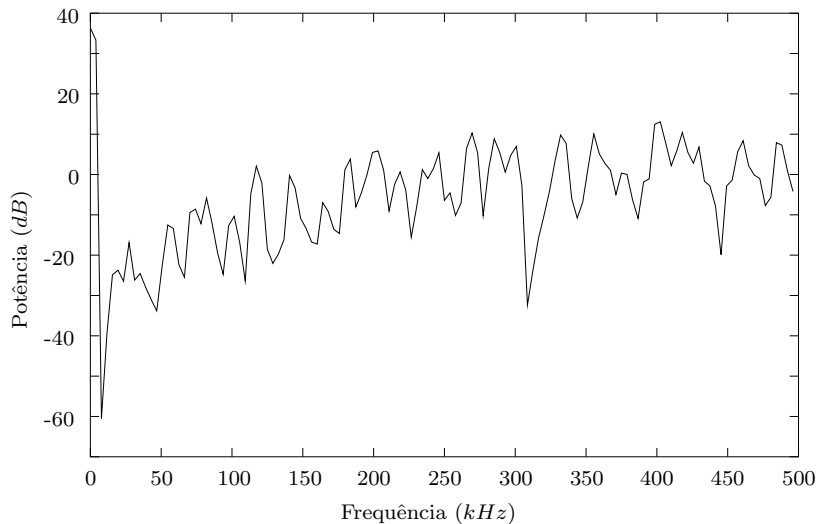


Figura 7.4: Potência espectral do ruído de quantização do conversor sigma-delta com uma relação de sobreamostragem de 256 [2].

7.4 Testes do primeiro protótipo

O primeiro teste realizado ao fotodíodo, implementado no interior da cavidade, foi a sua curva característica da corrente em função da tensão externa aplicada, obtida fazendo variar a tensão e medindo a corrente com um analisador de quatro pontas de prova Hewlett-Packard 4155A.

Em primeiro lugar, foram medidas as características dos díodos de teste, para se poderem comparar às obtidas a partir das medidas efectuadas ao díodo implementado no interior da cavidade. Os resultados destas medidas são apresentados na figura 7.5. É possível observar que a curva do díodo, implementado no interior da cavidade, tem um joelho mais suave na zona de ruptura. Mas, a sua característica mais importante é a baixa corrente de fuga, tornando-o portanto bom para a detecção da luz proveniente do cintilador.

Outro teste realizado com o fotodíodo dentro da cavidade foi a medida da sua resposta espectral, em que foi usado o analisador espectral com monocromador motorizado (ultra-violeta/visível) da Oriel, (figura 7.6) para produzir a luz monocromática e o picoamperímetro Keithley 487 (figura 7.7) para medir o valor da

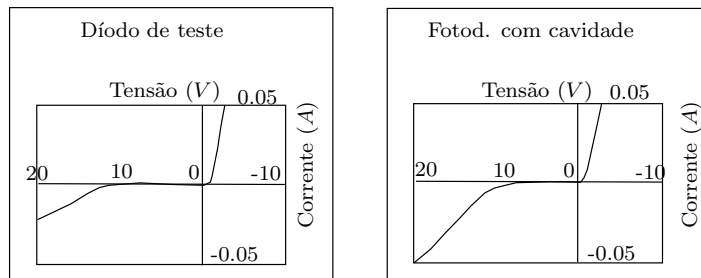


Figura 7.5: Característica I-V da corrente de fuga do fotodíodo no interior da cavidade comparada com a de um fotodíodo de teste [3].



Figura 7.6: Analisador espectral com monocromador motorizado (ultra-violeta/visível) da Oriel.



Figura 7.7: Picoamperímetro Keithley 487.

7. Testes efectuados e resultados experimentais

corrente de saída. Neste teste não foi aplicada qualquer tensão de polarização ao fotodíodo. O gráfico da figura 7.8 mostra a resposta espectral do fotodíodo dentro da cavidade, na gama de comprimentos de onda de 300 nm a 700 nm . Os dois

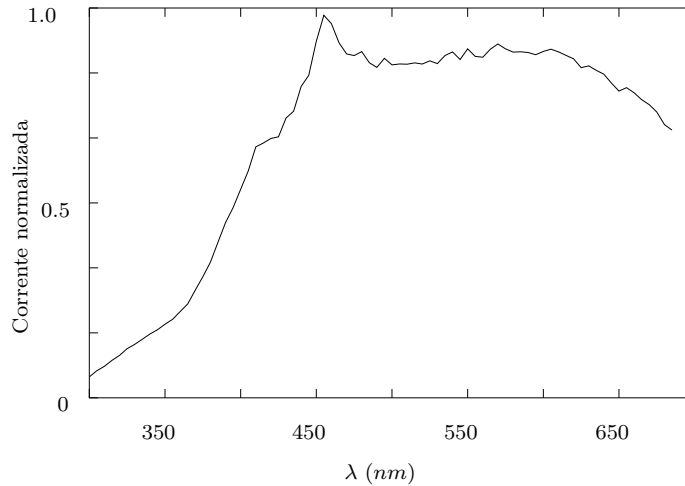


Figura 7.8: Resposta espectral do fotodíodo no interior da cavidade, medida em relação ao pico da curva [1].

testes anteriores foram efectuados antes da colocação do cintilador na cavidade. No segundo teste verificou-se que o fotodíodo tem uma boa resposta nos 560 nm (pico de emissão do cintilador usado).

Após o fotodíodo ter sido caracterizado, tanto em termos de corrente de fuga como em termos de resposta espectral, procedeu-se à realização de alguns testes usando uma fonte de raios-x. Nos primeiros destes testes usou-se um tubo de raios-x com ânodo de molibdénio fabricado pela Leybold (figura 7.9). A sua radiação característica apresenta as riscas $K_{\alpha} = 17.4 \text{ keV}$ e $K_{\beta} = 19.6 \text{ keV}$. A tensão aplicada ao tubo foi de 35 kV e fez-se variar a corrente de 0 mA a 1 mA . No gráfico da figura 7.10 são mostrados os valores medidos com o picoamperímetro Keithley 487, para cada valor de corrente de entrada do tubo de raios-x. Pode observar-se que o detector apresenta um *offset* de 1.7 pA devido provavelmente ao facto de uma pequena percentagem de luz ambiente passar através do reflector e do cristal cintilador e ser detectada no fotodíodo. O detector apresenta uma boa linearidade, com um coeficiente de Pearson de 0.984355. Se se considerar que houve algum erro experimental na obtenção das medidas a 0 mA e a 0.6 mA e se ignorar estes dois pontos, a linearidade é excelente, sendo neste caso o coeficiente de Pearson de 0.999954.

Apenas como curiosidade, os tubos de raios-x utilizados pelos odontologistas, são normalmente alimentados por uma tensão de cerca de 70 kV e uma corrente

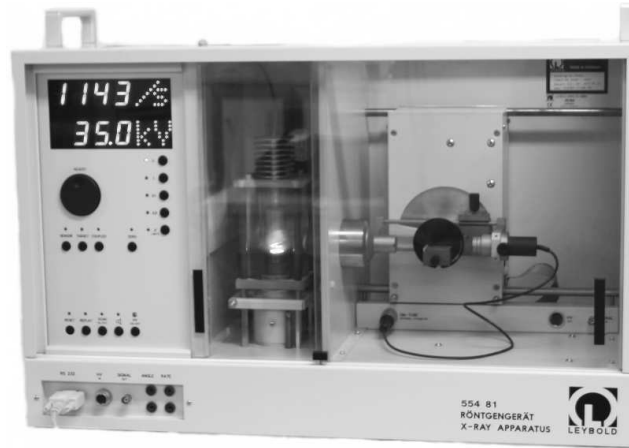


Figura 7.9: Tubo de raios-x com ânodo de molibdênio da Leybold.

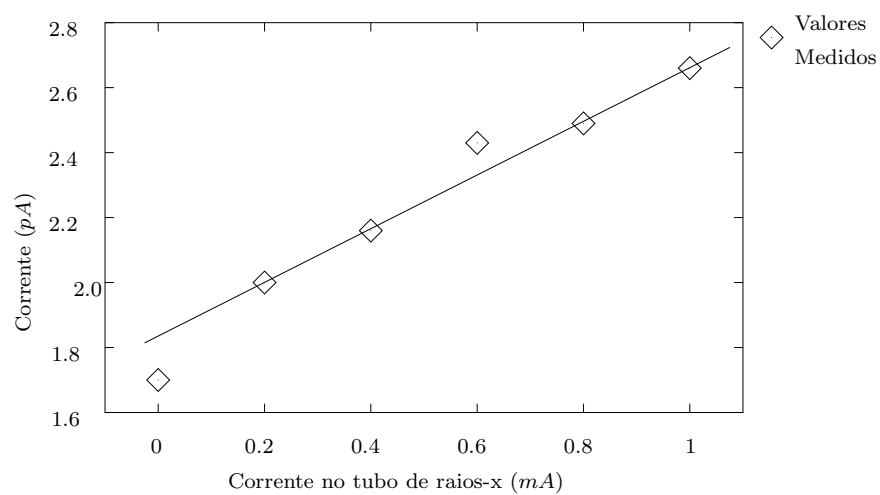


Figura 7.10: Corrente obtida com o fotodíodo dentro da cavidade e uma fonte de raios-x com tensão de 35 kV e corrente a variar entre 0 mA e 1 mA [1].

7. Testes efectuados e resultados experimentais

de 10 mA , ou seja, uma potência de cerca de 20 vezes maior do que a usada na experiência descrita anteriormente.

Foi realizado um outro teste para verificar o comportamento do detector, baseado no fotodíodo dentro da cavidade, com potências de raios-x mais elevadas. Para tal usou-se um tubo de raios-x Philips X'PertPro com ampola de cobre e ânodo de Molibdénio (figura 7.11). Fez-se variar a tensão do tubo entre 40 keV



Figura 7.11: Tubo de raios-x com ampola de cobre e ânodo de molibdénio Philips X'PertPro.

e 60 keV e a corrente entre 10 mA e 55 mA . Devido às limitações térmicas do tubo, à medida que a sua tensão aumenta, a corrente máxima permitida diminui. Devido a esse problema, apenas foi possível obter medições até 40 mA a 50 keV e até 20 mA a 60 keV . Os resultados estão representados na figura 7.12, onde se pode verificar que o detector é linear até cerca de 12 pA de corrente de saída, apresentando um outro regime de linearidade a partir deste valor. Este fenómeno deve-se provavelmente ao facto de para intensidades maiores, o número de fotões que atravessam o cintilador sem serem absorvidos começar a ser significativo. Um número muito reduzido destes pode ser absorvido directamente pelo fotodíodo, provocando o efeito que se observa no gráfico da figura 7.12.

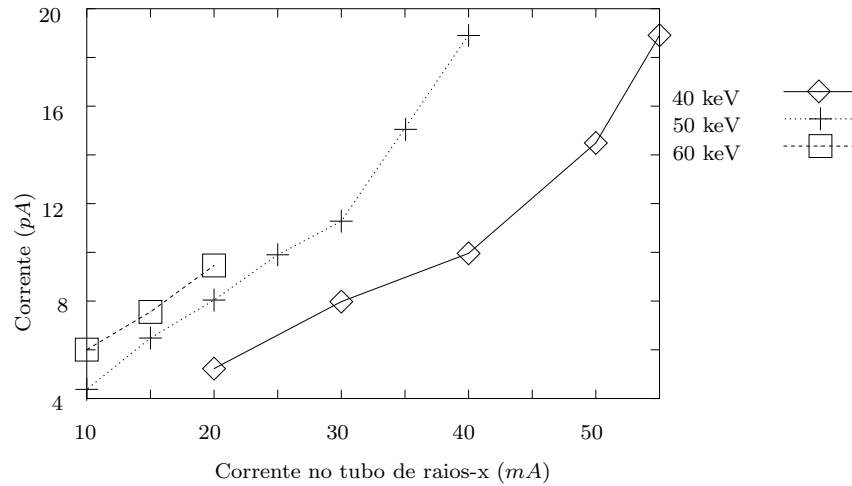


Figura 7.12: Corrente obtida com o fotodíodo dentro da cavidade e uma fonte de raios-x com tensões de 40 *kV*, 50 *kV* e 60 *kV* e correntes a variar entre 10 *mA* e 55 *mA*.

7.5 Testes do segundo protótipo

O primeiro teste efectuado com os fotodíodos do segundo protótipo foi a medição da sua corrente no escuro. Para tal usou-se o picoamperímetro / fonte de tensão Keithley 487 (figura 7.7). Os resultados são mostrados no gráfico da figura 7.13, onde se pode concluir que a corrente no escuro dos fotodíodos é da ordem dos

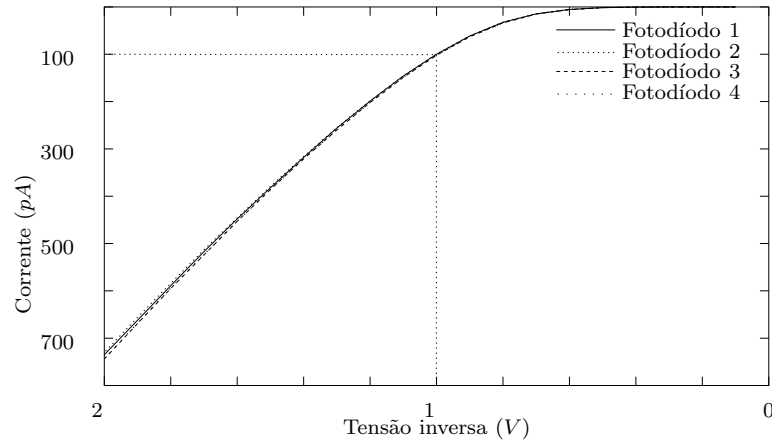


Figura 7.13: Característica tensão inversa vs. corrente dos 4 fotodíodos do segundo protótipo.

100 *pA* para uma tensão de polarização de 1 *V*, ou seja, como o díodo tem uma área de 400 $\mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$, esta é da mesma ordem de grandeza da apresentada na

tabela 5.1 para o díodo n^+/p -epilayer.

Resposta espectral dos fotodíodos

A resposta espectral dos fotodíodos foi traçada usando o analisador espectral com monocromador motorizado (ultra-violeta/visível) da Oriel, (figura 7.6). A corrente de saída foi medida com o picoamperímetro Keithley 487. Para a realização deste teste não foi aplicada qualquer tensão de polarização ao fotodíodo. A figura 7.14 mostra a corrente medida em função do comprimento de onda da luz incidente. Em termos de valor absoluto, os fotodíodos 1 e 2 apresentam um

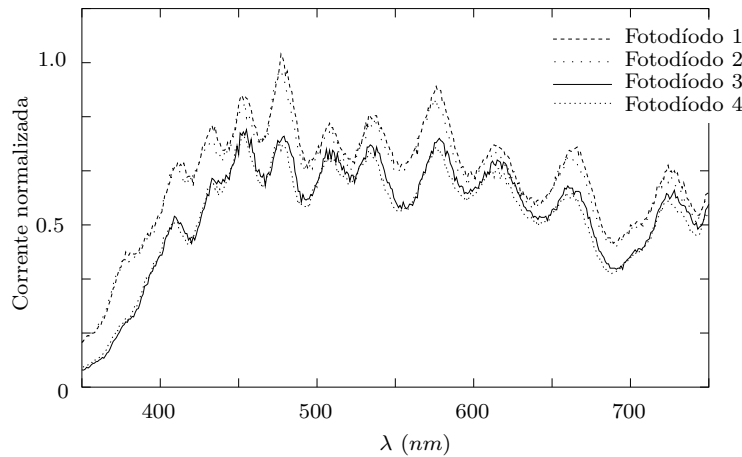


Figura 7.14: Resposta espectral dos 4 fotodíodos do dispositivo, medida em relação ao pico da curva.

resultado um pouco melhor. Como neste teste a luz provém do ar, este resultado está de acordo com as simulações descritas na secção 6.2.2.

Deteccção de raios-x

Para a realização do teste de deteção de raios-x foi usado o tubo com ânodo de molibdénio da Leybold (figura 7.9). Neste teste foi usada a tensão de alimentação do tubo de 35 kV e uma corrente a variar entre 0 mA e 1 mA. A figura 7.15 mostra o valor da corrente medida nos fotodíodos nestas condições de teste. Não foi aplicada qualquer tensão de polarização aos fotodíodos. A partir dos valores medidos, pode observar-se que a resposta do detector apresenta um *offset* de 104 pA e uma boa linearidade, sendo o seu coeficiente de Pearson de 0.9899.

Após a demonstração do funcionamento do detector, efectuou-se outro teste que consistiu em colocar folhas de alumínio de diferentes espessuras entre o tubo de raios-x e o detector. Os resultados deste teste devem ser traduzidos por uma

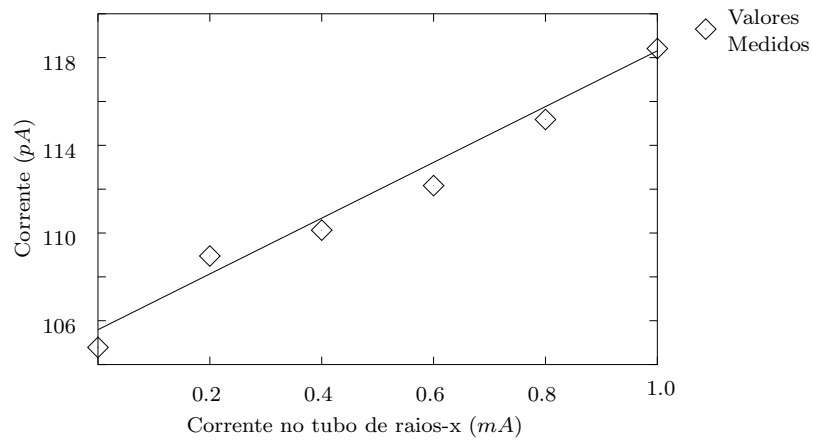


Figura 7.15: Corrente de saída dos fotodíodos quando expostos aos raios-x. O tubo de raios-x foi alimentado com uma tensão de 35 kV e corrente variável entre 0 mA e 1 mA [4].

curva exponencial de acordo com a lei de Lambert-Beer descrita na secção 2.2. Os valores medidos estão representados no gráfico da figura 7.16 e estão de acordo

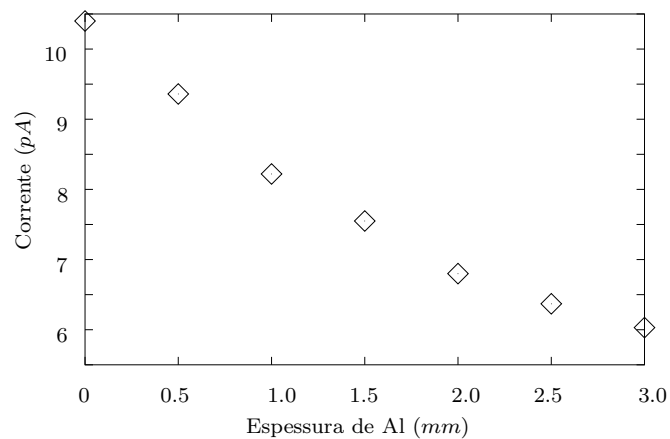


Figura 7.16: Corrente de saída do detector quando os raios-x atravessam diversas chapas de alumínio, com espessuras entre 0.5 mm e 3 mm [5].

com a equação 2.1.

7.6 Conclusão

Neste capítulo foram descritos os testes efectuados e os resultados experimentais obtidos com os protótipos desenvolvidos que, depois de analisados, podem

tirar-se as seguintes conclusões:

- Na gama de raios-x em que se efectuaram os testes de mais baixa intensidade (corrente no tubo até 1 *mA*), não há qualquer influência da radiação no funcionamento dos circuitos. No entanto, parece que houve alguma influência da radiação no funcionamento do primeiro protótipo quando este foi submetido a intensidades de raios-x maiores.
- O desempenho dos detectores pode ser melhorado se os cintiladores forem sujeitos a um *annealing* depois de serem colocados no interior das cavidades.
- Com o circuito do conversor analógico-digital é possível obter uma resolução superior a 8 bits, com uma sobreamostragem de 256.
- Ambos os detectores apresentam respostas lineares quando são sujeitos a raios-x de baixa intensidade (corrente no tubo até 1 *mA*).
- O detector realizado em CMOS tem uma sensibilidade maior, mas apresenta também um *offset* maior.

Em qualquer dos casos, com dispositivos baseados nestas tecnologias, é possível obter radiografias digitais, com uma dose de radiação menor do que a usada nos aparelhos radiográficos tradicionais.

Bibliografia

- [1] J. G. Rocha, C. G. J. Schabmueller, et. al. X-ray detector based on a bulk micromachined photodiode combined with a scintillating crystal. *J. Micromech. Microeng.*, 13(4):S45–S50, 2003.
- [2] J. G. Rocha, N. F. Ramos et. al. CMOS x-ray image sensor with pixel level A/D conversion. In *Proc. ESSCIRC 2003*, Estoril, Portugal, 2003. To be published.
- [3] J. G. Rocha, N. F. Ramos et. al. X-ray detector based on bulk micromachined photodiode. In *Proc. MME'2002*, pages 323–326, Sinaia, Romania, 2002.
- [4] J. G. Rocha, N. F. Ramos, et. al. CMOS x-rays microdetector based on scintillating light guides. In *Proceedings of Eurosensors XVI*, pages 66–69, 2002.
- [5] J. G. Rocha, N. F. Ramos et. al. CMOS x-ray detector array based on scintillating light guides. *Sensors and Actuators A*, 2003. To be published.

Capítulo 8

Conclusão

Nesta tese foram apresentadas e desenvolvidas várias matérias relacionadas com a construção de microdetectores de silício baseados em cintiladores para radiografia digital, de entre as quais se salientam:

- Interacção dos raios-x com a matéria. O primeiro passo necessário para que ocorra a detecção de raios-x é que a sua energia seja absorvida por algum material, neste caso por um cintilador.
- Mecanismo de cintilação e materiais cintiladores. Depois de a energia dos raios-x ser absorvida por um cintilador, este emite luz visível, cuja intensidade deve ser proporcional à potencia de raios-x absorvida.
- Interfaces ópticos entre cintiladores e fotodetectores. A luz visível emitida pelo cintilador deverá chegar ao fotodetector. Para tal é necessário que exista um interface entre ambos que idealmente não introduza perdas.
- Fotodetectores e electrónica de interface. A luz visível é absorvida pelos fotodetectores e convertida por estes numa corrente eléctrica. A corrente eléctrica é finalmente convertida num sinal digital por intermédio da electrónica de interface.

Os estudos realizados foram concretizados com o projecto, construção e teste de dois detectores de raios-x baseados em cintiladores e fotodetectores de silício. Foram usadas as seguintes técnicas de construção para os dois protótipos:

- No primeiro protótipo foram criadas estruturas de silício usando corrosão com o agente químico hidróxido de potássio. A cavidade assim criada foi dopada de modo a formar um fotodíodo e depois enchida com um material cintilador. Esta solução não permite obter dispositivos com cavidades de paredes perfeitamente verticais, aumentando por esta razão a dimensão dos

detectores. Outras técnicas tais como o *Deep Reactive Ion Etching* (DRIE) criogénico permitiriam a implementação de cavidades com paredes perfeitamente verticais e profundidades semelhantes às usadas no detector, diminuindo as suas dimensões e permitindo uma mais alta taxa de integração.

- No segundo protótipo foi construído um dispositivo em tecnologia CMOS, com um conversor analógico-digital por pixel. Os cristais cintiladores foram colocados dentro de cavidades abertas num filme de alumínio usando microperfuração. O conjunto dos cintiladores dentro das cavidades foram por sua vez colocadas no topo dos fotodíodos. Os resultados foram os esperados, tanto na detecção dos raios-x como na conversão analógica-digital. O problema principal que apareceu no decorrer da construção deste detector foi o preenchimento das cavidades com o cristal cintilador. A técnica de colocação do cristal por intermédio de uma pressão mecânica revelou-se fácil de implementar e de resultados satisfatórios, sobretudo se for realizado um *annealing* como passo posterior. Após o *annealing* o cristal recupera praticamente todas as suas características ópticas e de cintilação no interior das cavidades. O mesmo princípio também se aplica ao fabrico de detectores baseados no primeiro protótipo, se bem que as técnicas usadas no segundo são mais prestáveis ao *annealing*, devido ao facto de as cavidades serem feitas num filme de alumínio. Este material suporta melhor a temperatura do que os dispositivos de silício com fotodíodos e electrónica integrados. Para a colocação do cintilador no interior das cavidades poderiam também ser usadas outras técnicas, tais como a de evaporação em vácuo ou usando um cintilador em pó, tal como o $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Pr,Ce,F}$.

8.1 Comparação entre os dois protótipos

Depois de analisados os processos de fabrico dos dois protótipos e os respectivos resultados experimentais, salienta-se o seguinte [1]:

- O primeiro protótipo não usa um processo normalizado na fabricação dos fotodetectores, o que permite otimizar a profundidade da junção, com o objectivo de obter uma resposta espectral coincidente com o pico de emissão do cintilador. A fabricação do segundo protótipo em CMOS é mais barata já que usa um processo de uso geral.
- A fabricação das cavidades no primeiro protótipo é mais fácil devido ao uso da corrosão química anisotrópica do silício em vez dos métodos mecânicos usados no segundo protótipo.

- As dimensões de cada pixel no segundo protótipo são menores do que no primeiro devido ao facto de as cavidades fabricadas no silício por corrosão química não serem verticais.
- Devido ao facto de o fabrico do segundo protótipo se basear num processo CMOS, é possível integrar os fotodetectores e a electrónica de leitura no mesmo dispositivo sem passos adicionais. Esta integração é muito difícil no primeiro.
- Ambos os detectores apresentam respostas lineares quando submetidos a raios-x produzidos por um tubo alimentado a 35 kV e de 0 mA a 1 mA .
- O segundo protótipo tem uma sensibilidade maior, mas também um *offset* maior.

8.2 Projectos para trabalhos futuros

Como todo o final pode também ser um bom início, este projecto pode servir de base a outros, nomeadamente:

- Projecto e construção de um detector baseado no primeiro protótipo usando DRIE. Neste caso as paredes das cavidades podem ser verticais, aumentando a resolução espacial e permitindo a produção em massa.
- Fabricação das cavidades no alumínio por ablação por *laser* ou processos químicos, com o objectivo de diminuir o tamanho de cada pixel no segundo protótipo.
- Estudo de outros processos de colocação do cintilador nas cavidades, nomeadamente a evaporação em vácuo ou o crescimento do cristal no seu interior.
- Possibilidade de adaptar o dispositivo para a detecção de raios gama com energias superiores a 100 keV , usando o cintilador BGO, ou neutrões térmicos, usando o cintilador $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$.
- Construção de uma matriz de dimensões práticas razoáveis com um mínimo de $25\text{ mm} \times 25\text{ mm}$, com pixeis de $50\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ }\mu\text{m}$ cada um, para que seja, por exemplo, possível a obtenção de pequenas radiografias dentárias.

Com a realização destes dois detectores de raios-x deu-se mais um pequeno passo no sentido de melhorar o desempenho dos sistemas de obtenção de imagens radiográficas digitais.

Bibliografia

- [1] J. G. Rocha, C. G. J. Schabmueller et. al. Comparison between bulk micro-machined and CMOS detectors for x-ray measurements. In *Proc. Eurosensors XVII*, Guimarães, Portugal, 2003. To be published.

— FIM —

Apêndice A

Propriedades de alguns materiais usados nos detectores de raios-x

A.1 Iodeto de césio

Tabela A.1: Propriedades físicas.

Classe do cristal e grupo espacial	Cúbico Pm3m (221)
Dimensões da célula unitária da treliça, Å	4.566
Fórmulas por célula unitária, Z	1
Massa Molecular, $u.m.a.$	259.81
Densidade, g/cm^3	4.53
Ponto de fusão, K	898
Solubilidade em água fria, $g/100\ g$	44.0

Tabela A.2: Propriedades mecânicas [1, 2, 3].

Módulo de elasticidade, GPa	18
Módulo de elasticidade cortante, GPa	7.3
Módulo de compressão, GPa	12.6
Razão de Poisson	0.26
Resistência à flexão, MPa	5.6

A. Propriedades de alguns materiais usados nos detectores de raios-x

Tabela A.3: Propriedades térmicas.

Capacidade térmica , $J/g.K$	0.1983
Temperatura de Debye, K	124
Condutividade térmica, $W/m.K$ (300 K)	1.05
Expansão térmica ($1/K$) a 300 K $\alpha.10^6$	48.6

Tabela A.4: Propriedades ópticas [4, 5, 6, 7].

Hiato de energia, eV	6.1
Região de Transparência, μm	0.245-62
ν_{LO} máximo	85
Índice de refração, n_{∞}	1.743
Índice de refração, n_o	2.38
$dn_o/dT.10^4$	1.3

Tabela A.5: Parâmetros da dispersão de Sellmeier [8].

$\lambda_1 = 0.0229567$	$A_1 = 0.34617251$
$\lambda_2 = 0.1466$	$A_2 = 1.0080886$
$\lambda_3 = 0.1810$	$A_3 = 0.28551800$
$\lambda_4 = 0.2120$	$A_4 = 0.39743178$
$\lambda_5 = 161.0$	$A_5 = 3.3605359$
Gama, μm	0.29-50.0
Temperatura $^{\circ}C$	24

Tabela A.6: Variação do índice de refração com a temperatura [8].

Comp. onda, μm	$dn/dT, 10^{-6}/K$
0.365	-87.5
0.458	-98.6
0.546	-99.0
0.633	-99.3
0.768	-99.2
1.15	-98.5
3.39	-95.1
10.6	-91.6
30	-88.0

A.2 Silício

Tabela A.7: Propriedades físicas.

Classe do cristal e grupo espacial	Cúbico Fd3m (227)
Dimensões da célula unitária da treliça, Å	5.43085
Fórmulas por célula unitária, Z	8
Massa molecular, $u.m.a.$	28.0855
Densidade, g/cm^3	2.329
Ponto de fusão, K	1680
Solubilidade em água fria, $g/100\ g$	insol.

Tabela A.8: Propriedades mecânicas [9, 2, 3].

Módulo de elasticidade, GPa	165
Módulo de elasticidade cortante, GPa	66.2
Módulo de compressão, GPa	97.7
Razão de Poisson	0.22
Resistência à flexão, MPa	120-140
Resistência à fractura, $MPa.m^{1/2}$	0.95

Tabela A.9: Propriedades térmicas.

Capacidade térmica, $J/g.K$	0.7139
Temperatura de Debye, K	645
Condutividade térmica, $W/m.K$ (250 K)	191
Condutividade térmica, $W/m.K$ (300 K)	140
Condutividade térmica, $W/m.K$ (500 K)	73.6
Condutividade térmica, $W/m.K$ (1000 K)	30.6
Expansão térmica ($1/K$) a 300 K $\alpha.10^6$	2.618

Tabela A.10: Propriedades ópticas [10, 7, 11].

Hiato de energia, eV (300 K)	1.107
Hiato de energia, eV (0 K)	1.205
Região de transparência (óptica), μm	1.1-6.5
Região de transparência (Micro-ondas), cm^{-1}	< 125
ν_{LO} máximo	520
Índice de refração, n_{∞}	3.415
Índice de refração, n_o	3.455
$dn_o/dT \cdot 10^4$	1.35

Tabela A.11: Parâmetros da dispersão de Sellmeier [12].

$\lambda_1 = 0.0301516485$	$A_1 = 10.6684293$
$\lambda_2 = 1.13475115$	$A_2 = 0.00304347484$
$\lambda_3 = 1104.0$	$A_3 = 1.54133408$
Gama, μm	1.36-11.0
Temperatura $^{\circ}C$	27

Tabela A.12: Variação do índice de refração com a temperatura [11].

Comp. onda, μm	$dn/dT, 10^{-6}/K$
1.15	200
2.5	166
3.39	162
5.0	159
10.6	157

A.3 Alumínio

Tabela A.13: Propriedades físicas.

Classe do cristal e grupo espacial	Cúbico Fm3m (225)
Dimensões da célula unitária da treliça, Å	4.04958
Fórmulas por célula unitária, Z	1
Massa Molecular, $u.m.a.$	26.98154
Densidade, g/cm^3	2.699
Ponto de fusão, K	933.4
Potencial de Oxidação, V	+1.66

Tabela A.14: Propriedades mecânicas [13, 14, 15].

Módulo de elasticidade, GPa	70.3
Módulo de elasticidade cortante, GPa	26.2
Módulo de compressão, GPa	75.2
Razão de Poisson	0.345

Tabela A.15: Propriedades térmicas.

Capacidade térmica, $J/g.K$	0.9030
Temperatura de Debye, K	428
Capacidade térmica eletrônica, $\mu J/g.K^2$	50.03
Condutividade térmica, (200 K) $W/m.K$	237
Condutividade térmica, (500 K) $W/m.K$	237
Condutividade térmica, (na fusão) $W/m.K$	211
Expansão térmica, $(1/K) \alpha.10^6$	23.1
Emissividade hemisférica total, polido (300 K)	0.02
Emissividade hemisférica total, oxidado (500 K)	0.12
Emissividade hemisférica total, oxidado (1000 K)	0.2

Tabela A.16: Propriedades ópticas [16, 17].

Índice de refração complexo ($0.40 \mu m$)	$0.40 + 3.92i$
Índice de refração complexo ($0.60 \mu m$)	$0.97 + 6.00i$
Índice de refração complexo ($0.80 \mu m$)	$1.99 + 7.05i$

A.4 Óxido de silício

Tabela A.17: Propriedades físicas.

Classe do cristal e grupo espacial	Amorfo
Massa Molecular, <i>u.m.a.</i>	60.08
Densidade, <i>g/cm</i> ³	2.202
Ponto de fusão, <i>K</i>	1983
Solubilidade em água fria (<i>g/100 g</i>)	insol.

Tabela A.18: Propriedades mecânicas.

Módulo de elasticidade, <i>GPa</i>	72.6
Módulo de elasticidade cortante, <i>GPa</i>	31.2
Módulo de compressão, <i>GPa</i>	36
Razão de Poisson	0.16
Resistência à flexão, <i>MPa</i>	110
Resistência à fractura, <i>MPa.m</i> ^{1/2}	0.8

Tabela A.19: Propriedades térmicas.

Capacidade térmica, <i>J/g.K</i>	0.7458
Condutividade térmica, (250 <i>K</i>) <i>W/m.K</i>	1.28
Condutividade térmica, (300 <i>K</i>) <i>W/m.K</i>	1.38
Condutividade térmica, (500 <i>K</i>) <i>W/m.K</i>	1.62
Condutividade térmica, (1000 <i>K</i>) <i>W/m.K</i>	2.87
Expansão térmica, (1/ <i>K</i>) $\alpha \cdot 10^6$	0.51
Emissividade hemisférica total, (300 <i>K</i>)	0.76

Tabela A.20: Propriedades ópticas.

Hiato de energia, eV	8.4
Região de Transparência, μm	0.16-3.8
ν_{LO} máximo	1263
Índice de Refracção, n_{∞}	1.4506
Índice de refracção, n_o	1.957

Tabela A.21: Parâmetros da dispersão de Sellmeier.

$\lambda_1 = 0.0684043$	$A_1 = 0.6961663$
$\lambda_2 = 0.1162414$	$A_2 = 0.4079426$
$\lambda_3 = 9.896161$	$A_3 = 0.8974794$
Gama, μm	0.21-3.71
Temperatura $^{\circ}C$	20

Tabela A.22: Variação do índice de refracção com a temperatura.

Comp. onda, μm	dn/dT , $10^{-6}/K$
0.405	9.5
0.458	9.6
0.546	9.8
0.589	9.9
0.633	10.1

Bibliografia

- [1] M. J. Weber, editor. *Handbook of laser science and technology*, volume IV: Optical Materials. CRC Press, Boca Raton, 1996.
- [2] K. H. Hellwege and A. M. Heliwege, editor. *Landolt-Börnstein Numerical data and functional relationships in science and technology*, volume 11: Elastic, Piezoelectric, Electrooptic Constants and Nonlinear Susceptibilities of Crystals. Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [3] G. Simmons and H. Wang, editor. *Single crystals elastic constants and calculated aggregate properties*. MIT Press, Cambridge, Mass., 1971.
- [4] K. E. Young and P. R. Frederikse. Compilation of the static dielectric constant of inorganic solids. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2:313–410, 1973.
- [5] A. A. Volkov, G. V. Kozlov and A. M. Prokhorov. Progress in submillimeter spectroscopy of solid state. *Infrared Phys.*, 29:747–752, 1989.
- [6] H. H. Li. Refractive index of alkali halides and its wavelength and temperature derivatives. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 5:329–528, 1976.
- [7] S. S. Mitra. Infrared and raman spectra due to lattice vibrations. In *Optical Properties of Solids*, pages 333–451, New York, 1969. IFI/Plenum.
- [8] W. S. Rodney. Optical properties of cesium iodide. *J. Opt. Soc. Am.*, 45:987–992, 1955.
- [9] D. E. Gray, editor. *American institute of physics handbook*. McGraw-Hill, New York, 3rd edition, 1972.
- [10] E. V. Loewenstein, D. R. Smith and R. L. Morgan. Optical constants for far infrared materials. *Appl. Opt.*, 12:398–406, 1973.
- [11] H. H. Li. Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 9:561–658, 1980.
- [12] B. Tatian. Fitting refractive-index data with the Sellmeier dispersion formula. *Appl. Opt.*, 23:4477–4485, 1984.
- [13] G. W. Fynn and W. J. A. Powell. *Cutting and polishing optical and electronic materials*. Adam Hilger, Bristol, 2nd edition, 1988.
- [14] S. Sakka and J. D. MacKenzie. Relation between apparent glass transition temperature and liquidus temperature for inorganic glasses. *J. Non-Cryst. Sol.*, 6:145–162, 1971.

- [15] Y. S. Touloukian, editor. *Thermophysical properties of matter*. IFI/Plenum, New York, 1970.
- [16] L. G. Schulz. The optical constants of silver, gold, copper and aluminum. The absorption coefficient k . *J. Opt. Soc. Am.*, 44:357–361, 1954.
- [17] L. G. Schulz. The optical constants of silver, gold, copper and aluminum. The index of refraction n . *J. Opt. Soc. Am.*, 44:362–368, 1954.

Apêndice B

Código SUPREM-IV.GS e PISCES IIB usado nas simulações descritas no capítulo 5

B.1 SUPREM-IV.GS: Profundidade da junção *n-well p-epilayer*

```
# n-well
# Phosphor dose: 6.4e12 energy: 150keV

set echo
option quiet
mode one.dim

#the vertical definition
line x loc = 0      spacing = 0.02 tag = top
line x loc = 25    spacing = 0.02
line x loc = 50    spacing = 0.25 tag=bottom

#the silicon wafer
region silicon xlo = top xhi = bottom

#set up the exposed surfaces
bound exposed xlo = top xhi = top

#calculate the mesh
```

```
init boron conc=1.387e15

#the pad oxide
deposit oxide thick=0.025

#the uniform phosphor implant
implant phosphor dose=6.4e12 energy=150 angle=7 pearson

#Annealing
diffuse time=250 temp=1150

select z=log10(boron)
plot.1d x.ma=10.0 y.min=5 y.max=17
select z=log10(phosphorus)
plot.1d x.ma=10.0 y.min=5 y.max=17
```

B.2 SUPREM-IV.GS: Profundidade da junção *sp n-well*

```
# n-well
# Phosphor dose: 6.4e12 energy: 150keV
# sp
# Boron dose: 1.7e15 energy: 30keV

set echo
option quiet
mode one.dim

#the vertical definition
line x loc = 0      spacing = 0.02 tag = top
line x loc = 25     spacing = 0.02
line x loc = 50     spacing = 0.25 tag=bottom

#the silicon wafer
region silicon xlo = top xhi = bottom

#set up the exposed surfaces
```

```
bound exposed  xlo = top  xhi = top

#calculate the mesh
init boron conc=1.387e15

#the pad oxide
deposit oxide thick=0.025

#the uniform phosphor implant
implant phosphor dose=6.4e12 energy=150 angle=7 pearson

#Annealing
diffuse time=250 temp=1150

implant boron dose=1.7e15 energy=30 angle=7 pearson
select z=log10(boron)
plot.1d x.ma=2.0 y.min=12 y.max=21
select z=log10(phosphorus)
plot.1d x.ma=2.0 y.min=12 y.max=21
```

B.3 SUPREM-IV.GS: Profundidade da junção *sn p-epilayer*

```
# sn
# Phosphor dose: 2e13 energy: 70keV
# Arsenic dose: 4e15 energy: 100keV

set echo
option quiet
mode one.dim

#the vertical definition
line x loc = 0      spacing = 0.02 tag = top
line x loc = 25     spacing = 0.02
line x loc = 50     spacing = 0.25 tag=bottom

#the silicon wafer
```

```
region silicon xlo = top xhi = bottom

#set up the exposed surfaces
bound exposed xlo = top xhi = top

#calculate the mesh
init boron conc=1.387e15

#the pad oxide
deposit oxide thick=0.025

#the phosphor implant
implant phosphor dose=2e13 energy=70 angle=7 pearson

#the arsenic implant
implant arsenic dose=4e15 energy=100 angle=7 pearson

select z=log10(boron)
plot.1d x.ma=2.0 y.min=5 y.max=21
select z=log10(phosphorus)
plot.1d x.ma=2.0 y.min=5 y.max=21
select z=log10(arsenic)
plot.1d x.ma=2.0 y.min=5 y.max=21
select z=log10(phosphorus+arsenic)
plot.1d x.ma=2.0 y.min=5 y.max=21
```

B.4 PISCES-IIB: Resposta espectral de um fotodíodo *n-well/p-epilayer*

```
Title nwell/p-epi diode
$
option plotdev=X

mesh rect nx=60 ny=20
x.m n=1 l=0 r=1
x.m n=12 l=10 r=0.7
```

```

x.m n=20 l=20 r=1.2
x.m n=28 l=30 r=0.6
x.m n=32 l=40 r=1
x.m n=40 l=45 r=0.6
x.m n=50 l=50 r=1
x.m n=60 l=60 r=1
y.m n=1 l=0 r=1.2
y.m n=10 l=0.6 r=0.7
y.m n=20 l=20 r=1.2

region num=1 ix.l=1 ix.h=60 iy.l=1 iy.h=20 silicon
elec num=1 ix.l=12 ix.h=20 iy.l=1 iy.h=1
elec num=2 ix.l=32 ix.h=40 iy.l=1 iy.h=1

doping uniform reg=1 p.type conc=1.387e15
doping gaussian reg=1 n.type conc=2.5e16 x.l=30 x.r=60
+ peak=0 char=1.6 ratio=1

symbolic newton carriers=2
solve init
regrid potential step=0.1

symbolic newton carriers=2
solve init v1=0 v2=1

log outf=nwell-sub.txt

$ Wavelengths from:400nm to:700nm step:10nm
model photogen flux=1e9 abs.coef=91661.30
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=64982.21
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=48770.96
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=38392.32
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=31025.23
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=25467.25
solve v1=0 v2=1

```

```
model photogen flux=1e9 abs.coef=21551.29
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=18085.43
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=15684.42
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=13550.13
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=11814.15
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=10255.89
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=9118.59
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=8130.44
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=7102.08
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=6579.28
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=5802.29
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=5426.68
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=4899.59
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=4649.76
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=4033.19
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=3899.69
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=3475.01
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=3131.02
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2960.75
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2738.89
solve v1=0 v2=1
```



```

model photogen flux=1e9 abs.coef=2577.25
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2404.87
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2336.24
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2091.66
solve v1=0 v2=1

end

```

B.5 PISCES-IIB: Resposta espectral de um fotodíodo n^+/p -epilayer

```

Title sn/p-epi diode
$
option plotdev=X

mesh    rect nx=60 ny=20
x.m n=1 l=0 r=1
x.m n=12 l=10 r=0.7
x.m n=20 l=20 r=1.2
x.m n=28 l=30 r=0.6
x.m n=32 l=40 r=1
x.m n=40 l=45 r=0.6
x.m n=50 l=50 r=1
x.m n=60 l=60 r=1
y.m n=1 l=0 r=1.2
y.m n=10 l=0.6 r=0.7
y.m n=20 l=20 r=1.2

region  num=1 ix.l=1 ix.h=60 iy.l=1 iy.h=20 silicon
elec    num=1 ix.l=12 ix.h=20 iy.l=1 iy.h=1
elec    num=2 ix.l=32 ix.h=40 iy.l=1 iy.h=1

doping  uniform reg=1 p.type conc=1.387e15
doping  gaussian reg=1 n.type conc=1e21 x.l=30 x.r=60

```

```
+      peak=0.1 char=0.05 ratio=1

symbolic newton carriers=2
solve init
regrid potential step=0.1

symbolic newton carriers=2
solve init v1=0 v2=1

log outf=iv.log

$ Wavelengths from:400nm to:700nm step:10nm
model photogen flux=1e9 abs.coef=91661.30
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=64982.21
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=48770.96
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=38392.32
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=31025.23
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=25467.25
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=21551.29
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=18085.43
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=15684.42
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=13550.13
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=11814.15
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=10255.89
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=9118.59
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=8130.44
solve v1=0 v2=1
```

```

model photogen flux=1e9 abs.coef=7102.08
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=6579.28
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=5802.29
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=5426.68
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=4899.59
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=4649.76
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=4033.19
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=3899.69
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=3475.01
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=3131.02
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2960.75
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2738.89
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2577.25
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2404.87
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2336.24
solve v1=0 v2=1
model photogen flux=1e9 abs.coef=2091.66
solve v1=0 v2=1

end

```

B.6 PISCES-IIB: Resposta espectral de um fotodíodo p^+/n -well

```
Title sp/nwell diode
```

```
$
```

```
option plotdev=X
```

```
mesh      rect nx=60 ny=20
```

```
x.m n=1 l=0 r=1
```

```
x.m n=12 l=10 r=0.7
```

```
x.m n=20 l=20 r=0.7
```

```
x.m n=32 l=40 r=1
```

```
x.m n=40 l=45 r=0.6
```

```
x.m n=50 l=50 r=1
```

```
x.m n=60 l=60 r=1
```

```
y.m n=1 l=0 r=0.7
```

```
y.m n=15 l=3 r=0.7
```

```
y.m n=20 l=20 r=1.2
```

```
region num=1 ix.l=1 ix.h=60 iy.l=1 iy.h=20 silicon
```

```
elec num=1 ix.l=5 ix.h=15 iy.l=1 iy.h=1
```

```
elec num=2 ix.l=25 ix.h=35 iy.l=1 iy.h=1
```

```
elec num=3 ix.l=45 ix.h=55 iy.l=1 iy.h=1
```

```
doping uniform reg=1 p.type conc=1.387e15
```

```
doping gaussian reg=1 n.type conc=2.5e16 x.l=20 x.r=60
```

```
+ peak=0 char=1.6 ratio=1
```

```
doping gaussian reg=1 p.type conc=3.16e20 x.l=40 x.r=60
```

```
+ peak=0.1 junction=0.2 ratio=1
```

```
symbolic newton carriers=2
```

```
solve init
```

```
regrid potential step=0.1
```

```
symbolic newton carriers=2
```

```
solve init v1=0 v2=5 v3=4
```

```
solve v1=0 v2=5 v3=4
```

```
solve v1=0 v2=5 v3=4
```

```
log outf=sp-nwell.txt

$ Wavelengths from:400nm to:700nm step:10nm
model photogen flux=1e9 abs.coef=91661.30
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=64982.21
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=48770.96
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=38392.32
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=31025.23
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=25467.25
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=21551.29
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=18085.43
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=15684.42
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=13550.13
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=11814.15
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=10255.89
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=9118.59
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=8130.44
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=7102.08
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=6579.28
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=5802.29
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=5426.68
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=4899.59
```

```
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=4649.76
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=4033.19
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=3899.69
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=3475.01
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=3131.02
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=2960.75
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=2738.89
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=2577.25
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=2404.87
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=2336.24
solve v1=0 v2=5 v3=4
model photogen flux=1e9 abs.coef=2091.66
solve v1=0 v2=5 v3=4

end
```

Apêndice C

Algoritmo de decimação de Zoomer

Algoritmo C.1 Decimação de Zoomer

Require: *VectorModulador*

```
xmin  $\leftarrow -b$ 
xmax  $\leftarrow b$ 
soma  $\leftarrow \text{VectorModulador}(1)$ 
i  $\leftarrow 2$ 
while  $i \leq L$  do
  if  $\text{VectorModulador}(i) \geq 0$  then
    if  $xmin < soma/(i - 1)$  then
       $xmin \leftarrow soma/(i - 1)$ 
    end if
  else
    if  $xmax > soma/(i - 1)$  then
       $xmax \leftarrow soma/(i - 1)$ 
    end if
  end if
   $soma \leftarrow soma + \text{VectorModulador}(i)$ 
   $i \leftarrow i + 1$ 
end while
 $x \leftarrow (xmax + xmin)/2$ 
```

Constantes físicas

Nome	Símbolo	Valor
Carga do electrão	e	$1.602176462 \times 10^{-19} \text{ C}$
Concent. intr. portadores no silício	n_i	$1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Constante de Boltzmann	K_B	$1.3806503 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
Constante dieléctrica	ε_o	$8.854187817 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
Constante dieléctrica SiO ₂	ε_{ox}	$3.97\varepsilon_o$
Constante de estrutura fina	α	$7.297352533 \times 10^{-3}$
Constante de indução	$\mu_o = 1/(\varepsilon_o c^2)$	$4\pi \times 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$
Constante de Planck	h	$6.62606876 \times 10^{-34} \text{ Js}$
Massa do electrão	m_e	$9.10938188 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Número de Avogadro	N_{AV}	$6.02214199 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Raio do electrão	r_e	$2.817940285 \times 10^{-15} \text{ m}$
Velocidade da luz no vácuo	c	$299792458 \text{ ms}^{-1}$